

5 Experimentelle Untersuchung des Clocking-Effektes an einer 1.5-stufigen Axialturbine

Im vorliegenden Kapitel wird die Untersuchung des Einflusses des Clocking-Effektes auf das Betriebsverhalten einer 1.5-stufigen Axialturbine im *Nennbetriebspunkt*, die das Hauptaugenmerk der vorliegenden Arbeit darstellt, behandelt. Wie bereits in Kapitel 3.1 ausführlich dargelegt, wurde die Turbine in Zusammenarbeit mit MTU Aero Engines für diesen Betriebszustand in der Weise optimiert, dass sich auf der Stator 2-Saugseite eine Ablöseblase ausbildet. Der Auslegungspunkt ist durch einen Massendurchsatz von $\dot{m} = 13 \text{ kg/s}$, eine Reynoldszahl von $Re_{Cs2} = 217\,000$ und eine Rotordrehzahl von $n = 1247 \text{ U/min}$ gekennzeichnet. Eine Zusammenfassung der wesentlichen Auslegungsparameter findet sich in Tabelle 3.1 und eine Zusammenstellung der gemessenen mittleren Strömungsgrößen in den Tabellen B.1 und B.2.

Die Ziele des vorliegenden Kapitels lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Beschreibung der Strömungsvorgänge innerhalb der verschiedenen Messebenen der Turbine.
- Separierung der beim Clocking bezüglich der Verluste auftretenden Einflussgrößen.
- Analyse und Interpretation des Grenzschichtverhaltens an Stator 2 unter dem Einfluss der überlagerten Stator 1- und Rotornachläufe.
- Herleitung eines Modells zur Abschätzung des Wirkungsgradpotenzials durch Clocking.

Die Bereitstellung detaillierter Messdaten in allen Zwischenebenen zwischen den Schaufelreihen liefert eine breite Datenbasis zur Validierung von numerischen Untersuchungen. Dabei lassen sich die auch in instationärer Form vorliegenden Messdaten als Randbedingungen in verschiedenen Ebenen verwenden, so dass für die numerische Untersuchung eine schrittweise Erhöhung des Komplexitätsgrades, bis hin zur instationären Simulation der gesamten 1.5-stufigen Turbine, möglich wird. Zudem lassen sich die in den Zwischenebenen vorliegenden Messdaten einem Vergleich mit den dort berechneten Werten zu, so dass die Eignung der ver-

wendeten Turbulenzmodelle im Hinblick auf unterschiedliche Aspekte wie Nachlaufinteraktion, Grenzschichtinteraktion, etc. überprüft werden kann.

5.1 Vorbetrachtungen

Die nachfolgenden Betrachtungen geben, unabhängig vom Betriebspunkt der Anlage und der Clocking-Position, einen Einblick in die Qualität des Strömungsfeldes, das für die Untersuchung des Clocking-Effektes zur Verfügung steht. Dazu werden die Messergebnisse in den Ebenen vor und hinter Stator 1 diskutiert. Die Eintrittsrandbedingungen stromauf von Stator 1 gelten für alle im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersuchten Aufbauten (Rotorvariante und Speichenradvariante) sowie für alle Betriebszustände (Nennbetriebspunkt und reduzierte Rotordrehzahlen). Die Stator 1-Nachlaufstruktur gilt näherungsweise auch für die bei der Rotorvariante untersuchten Betriebszustände bei reduzierter Drehzahl, da die durch die Drehzahländerung hervorgerufene veränderte Stromaufwirkung des Rotors gering ist. Aufgrund eines modifizierten Stator 1 bei der Speichenradvariante wird dessen Nachlaufstruktur im zugehörigen Kapitel separat diskutiert.

5.1.1 Eintrittsrandbedingungen und Umfangssymmetrie

Die spezielle Form des Prüfstandes als vertikale Anordnung (vgl. Kapitel 3.2) führt aufgrund einer nicht idealen Vergleichmäßigung der Strömung innerhalb der Beruhigungskammer zu einer leichten Umfangs-Unsymmetrie des Strömungsfeldes der Versuchsanlage. Zudem führen die vier über dem Umfang um 90° versetzten Stützrippen zu einer lokalen Beeinflussung des Strömungsfeldes, die zwar durch Siebe und Gleichrichter minimiert, aber nicht vollständig unterdrückt wird. Der eigentliche Messbereich an Stator 2, über den eine gute Umfangssymmetrie erzielt werden muss, erstreckt sich über 8 Statorteilungen.¹ Um diese Forderung zu überprüfen wurde der Bereich vor Stator 1, dessen Stromlinien zu den interessierenden Stator 2-Schaufeln führen, sowohl mit einem Kreuzdraht als auch mit einer Fünflochsonde vermessen. In Abbildung 5.1(a) ist das Strömungsfeld anhand der Absolutgeschwindigkeit über 8 Statorteilungen dargestellt. Bis auf eine Ungleichförmigkeit bei $\varphi/\varphi_0 \approx 3.5$, die durch eine der Stützrippen hervorgerufen wird, ergibt sich ein symmetrisches Strömungsprofil. Die quantitativen Unsymmetrien sind in Tabelle 5.1 als relative und absolute Abweichungen von den in den Tabellen B.1 und B.2 angegebenen umfangsgemittelten Werten auf dem Mittelschnitt

¹Vier Schaufeln sind mit OHF-appliziert und zwei Schaufeln mit statischen Druckbohrungen; zwischen diesen beiden Messtechniken sind zur Vermeidung von Überlagerungseffekten zwei Schaufeln ohne Messtechnik eingebracht.

angegeben. Die größten prozentualen Abweichungen ergeben sich für die in dieser Messebene geringe turbulente kinetische Energie, bei der bereits geringe absolute Abweichungen zu einem großen relativen Fehler führen. Aufgrund der hohen Turbulenzproduktion in den stromab liegenden Schaufelreihen haben diese Abweichungen jedoch einen vernachlässigbaren Einfluss auf das Strömungsgeschehen an Stator 2. Fehler im Anströmwinkel spielen für das vorliegende Schaufelprofil nur eine untergeordnete Rolle, da es unempfindlich auf Inzidenzwinkel reagiert. Die wichtigste Rolle spielt die Strömungsgeschwindigkeit, für die eine gute Umfangssymmetrie erzielt wird.

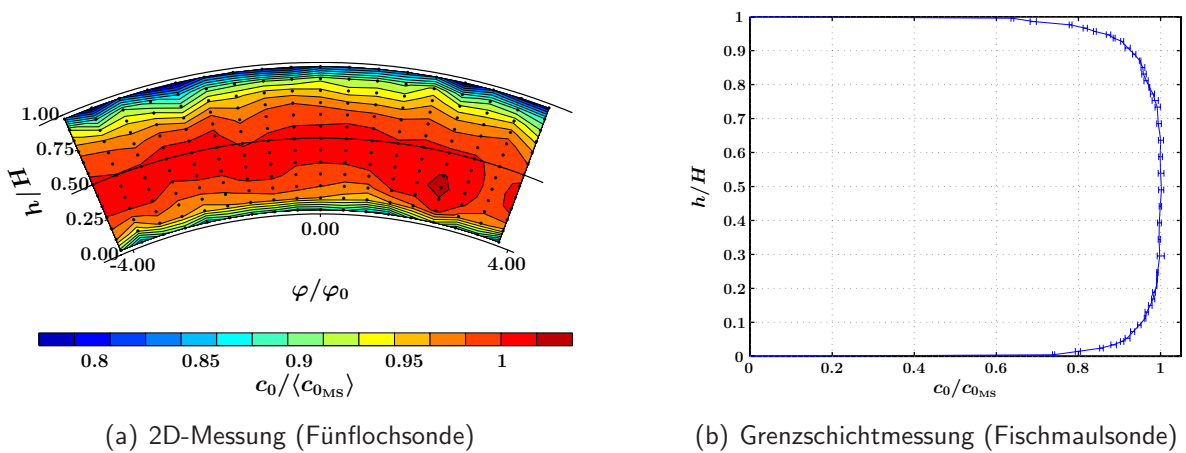


Abb. 5.1: Geschwindigkeitsverteilung stromauf von Stator 1

Absoluter bzw. relativer Fehler					
p_{t0}	p_0	c_0	α_0	γ_0	k_0
$\pm 0.04\%$ $\pm 0.04\%$	$\pm 0.05\%$ $\pm 0.04\%$	$\pm 0.3\%$ $\pm 0.9\%$	$\pm 0.9^\circ$ $\pm 1.3^\circ$	$\pm 0.4^\circ$ $\pm 0.7^\circ$	$\pm 14.5\%$ $\pm 7\%$

Tab. 5.1: Quantitative Unsymmetrien auf dem Mittelschnitt stromauf von Stator 1

In Abbildung 5.1(b) ist das Geschwindigkeitsprofil stromauf von Stator 1 auf der Stromlinie angegeben, die zu der für die späteren Untersuchungen repräsentativen Stator 2-Teilung führt. Die Umfangs-Messposition entspricht in Abbildung 5.1(a) der Position $\varphi/\varphi_0 \approx -1.5$. Um eine genaue Vermessung der Grenzschicht zu ermöglichen wurde eine spezielle Grenzschichtsonde, eine so genannte Fischmaulsonde, eingesetzt, die einem Pitotrohr mit stark abgeflachtem Sondenkopf entspricht. Dadurch kommt es über dem Sondenkopf, der im Fall der vorliegenden Sonde eine Dicke von 0.75 mm aufweist, nur zu geringen Geschwindigkeitsgradienten, so dass der Einfluss der Scherströmung innerhalb der Grenzschicht auf das Messergebnis gering ist. Durch den deutlich über die Sondenachse hinaus reichenden Sondenkopf kann der Einfluss der Bohrung, durch die die Sonde eingeführt wird, vernachlässigt werden. In Wandnähe wurde eine Korrektur

nach MACMILLAN [108] durchgeführt, die im vorliegenden Fall aber einen vernachlässigbaren Einfluss hat. Die wandnächsten Messpunkte weisen Abstände von 0.375 mm zu Nabe und Gehäuse auf. Das sich daran anschließende Messgitter hat in unmittelbarer Wandnähe eine Feinheit von 1 mm, dann von 2 mm und im Bereich der Kernströmung von 5 mm. Die Fehlerbalken zeigen die Reproduzierbarkeit aus drei Messdurchgängen. Zur Bestimmung der Geschwindigkeit wurde der mit der Fünflochsonde gemessene statische Druck an der gleichen Umfangsposition herangezogen. Man erkennt das typische völlige Geschwindigkeitsprofil einer vollturbulenten Strömung mit großen Geschwindigkeitsgradienten in Wandnähe. Eine Integration über die Grenzschicht bis zur Geschwindigkeit $0.99 c_{0\max}$ liefert gemäß Gleichung (2.11) und Gleichung (2.12) die Grenzschichtparameter Verdrängungsdicke und Impulsverlustdicke nach Tabelle 5.2. Der sich ergebende Formparameter H_{12} beträgt an Gehäuse und Nabe jeweils ca. 1.3 und nimmt damit ähnliche Werte an wie in der vollturbulenten Plattengrenzschicht.

Verdrängungsdicke δ_1 in mm		Impulsverlustdicke δ_2 in mm	
Nabe	Gehäuse	Nabe	Gehäuse
1.6	2.4	1.2	1.9

Tab. 5.2: Grenzschichtparameter stromauf von Stator 1

5.1.2 Stator 1-Nachlaufstruktur

Form und Umfangssymmetrie der Stator 1-Nachläufe haben einen wesentlichen Einfluss auf das Strömungsgeschehen stromab. Die Interaktion zwischen Stator 1- und Rotornachläufen wird maßgeblich durch die Stator 1-Nachlaufparameter Geschwindigkeitsdefekt, turbulente kinetische Energie und Umlenkwinkel beeinflusst. Aus diesem Grund müssen auch numerische Codes in der Lage sein, diese Parameter sowohl qualitativ als auch quantitativ korrekt zu berechnen, da dort auftretende Fehler den weiteren Verlauf der Strömung beeinflussen. Im Folgenden werden die Ergebnisse einer 2D-Feldmessung zur Überprüfung der Zweidimensionalität der Strömung und die Ergebnisse einer höher aufgelösten Umfangstraverse über drei Statorteilungen zur Überprüfung der Umfangssymmetrie und des Einflusses der Clocking-Position präsentiert. Dabei wurde jeweils symmetrisch um die Teilung traversiert, die auf der Stromlinie zu der repräsentativen Stator 2-Teilung liegt.

Abbildung 5.2 und Abbildung 5.3 zeigen den auf dem Mittelschnitt durch die Stator 1-Schaufeln hervorgerufenen Geschwindigkeitsdefekt sowie die resultierende Turbulenzverteilung. Man erkennt eng begrenzte Schaufelnachläufe mit einer typischen Geschwindigkeitsdelle und einem Doppelhöcker der Turbulenzgrößen im Zentrum der Nachläufe. Die Doppelhöcker weisen einen

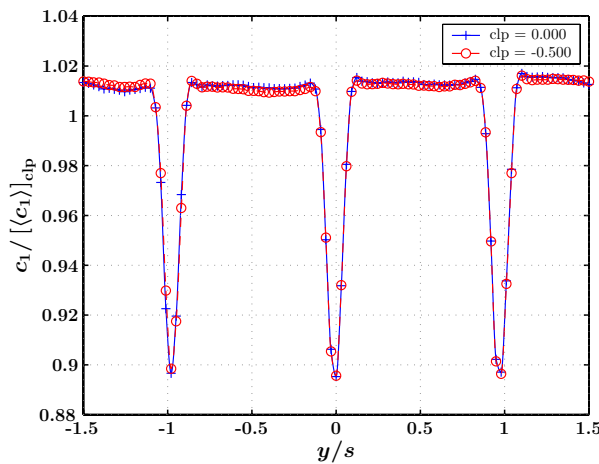


Abb. 5.2: Normierte Absolutgeschwindigkeit stromab von S1 (FLS)

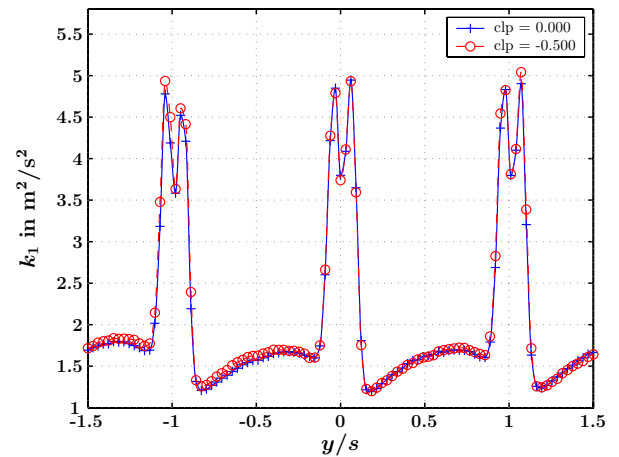


Abb. 5.3: TKE stromab von S1 (x-Draht)

näherungsweise symmetrischen Verlauf auf, der, aufgrund von Fertigungstoleranzen der Stator 1-Schaufeln, leicht variiert. Die Symmetrie der Turbulenzhöcker deutet auf eine gleichmäßige Turbulenzproduktion innerhalb der druckseitigen und der saugseitigen Grenzschicht hin. Der Einfluss der saugseitigen Grenzschicht zeigt sich dabei, ausgehend von $y/s = 0$, hin zu positiven Werten von y/s . Sowohl die Geschwindigkeit als auch die TKE weisen eine sehr gute Umfangssymmetrie auf; man erkennt, dass die vor Stator 1 noch vorhandenen Unsymmetrien der turbulenten kinetischen Energie durch die Turbulenzproduktion in den Schaufelgrenzschichten und die Beschleunigung der Strömung im S1-Schaufelgitter eliminiert werden.

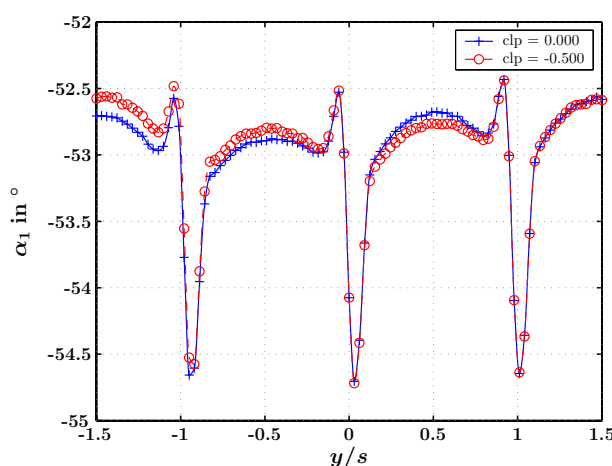


Abb. 5.4: α -Winkel stromab von S1 (FLS)

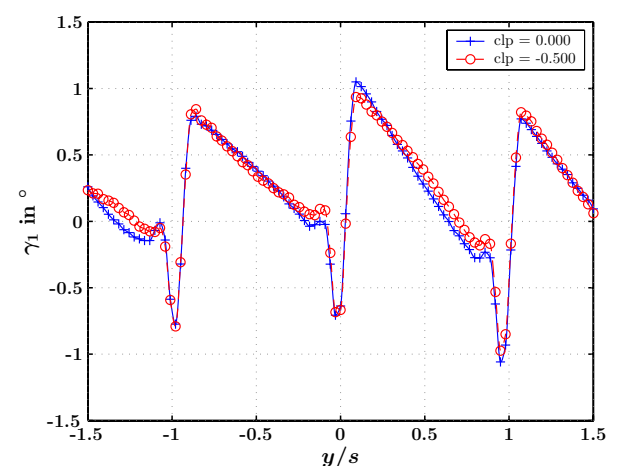


Abb. 5.5: γ -Winkel stromab von S1 (FLS)

Die Strömungswinkel stromab von Stator 1 sind in Abbildung 5.4 und Abbildung 5.5 dargestellt. Der α -Winkel gibt die Umlenkung des Schaufelgitters an und zeigt das für Schaufeln typische

Verhalten einer Überumlenkung (betragsmäßig größte Winkel) auf der Saugseite und einer Minderumlenkung auf der Druckseite. Dies ist die Folge von Ausgleichsvorgängen, bei denen Fluid von den Außenbereichen in das Zentrum der Nachlaufdelle strömt. Im direkten Schaufelnachlauf zeigt sich eine gute Umfangssymmetrie, während im Bereich der Freiströmung noch die bereits vor Stator 1 existierenden Winkelungleichförmigkeiten erkennbar sind. Diese führen auch zu den leicht unterschiedlichen Verläufen für die beiden Clocking-Positionen, da sich durch das Verdrehen der Stator 1-Schaufelreihe auch der Messbereich um eine halbe Statorteilung verschiebt. Das Stator 1-Schaufelgitter führt aufgrund der definierten Strömungsführung zu einer deutlichen Verbesserung der Umfangssymmetrie im Vergleich zu der Strömung stromauf von Stator 1. Der in Abbildung 5.5 dargestellte γ -Winkel ist ein Maß für die Querkomponenten der Strömung auf dem Mittelschnitt. Die Schaufelnachläufe sind auch hier deutlich erkennbar, führen jedoch nur zu Winkelabweichungen von kleiner als $\pm 1^\circ$. Somit ist stromab von Stator 1 eine sehr gute Umfangssymmetrie der Strömung gegeben, die zuverlässige Messungen in den stromab liegenden Messebenen ermöglicht.

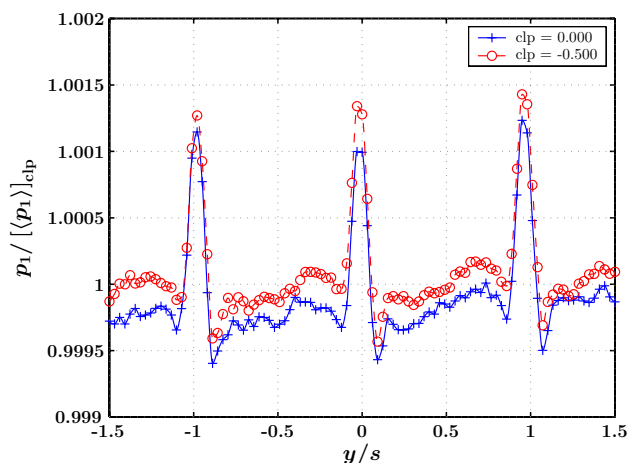


Abb. 5.6: Normierter statischer Druck stromab von S1 (FLS)

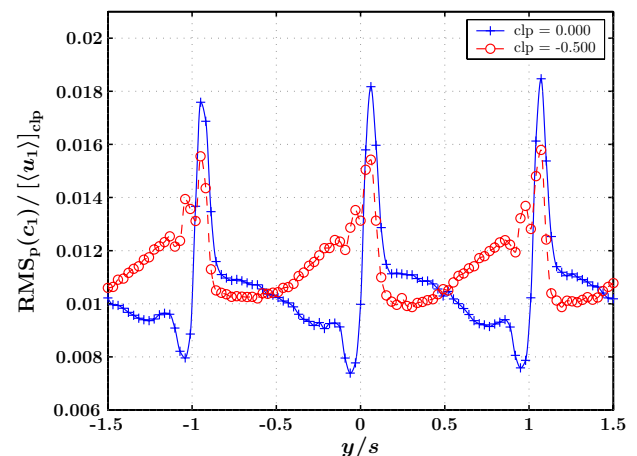


Abb. 5.7: Normierte periodische Schwankungsintensität stromab von S1 (x-Draht)

Bei den bisher dargestellten Größen ist keine Abhängigkeit der Clocking-Position zu erkennen. Betrachtet man den statischen Druck in Abbildung 5.6, so erkennt man, dass sich der Gegen-druck für die stromab liegende Schaufelreihe in Abhängigkeit von der Clockingposition ändert. Für $clp = -0.5$ ergibt sich ein um ca. 20 Pa erhöhter statischer Druck; diese Abweichung ist zwar sehr gering, aber im Rahmen der Reproduzierbarkeit deutlich erkennbar. Betrachtet man die geometrische Anordnung der Statoren, so zeigt sich, dass für $clp = -0.5$ die beiden Statoren relativ zueinander so angeordnet sind, dass sich eine größere Versperrungswirkung ergibt als für $clp = 0.0$. Der dadurch verursachte höhere Anlagenwiderstand führt bei konstantem

Massenstrom zu einer leichten Erhöhung des statischen Druckes. Diese ist auch stromauf von Stator 1 in der gleichen Größenordnung nachweisbar.

Eine weitere Abhängigkeit von der Clocking-Position ist in Abbildung 5.7 erkennbar. Die Stärke der periodischen, durch das Potenzialfeld des Rotors hervorgerufenen, Instationarität ist zwar sehr gering, weist aber bereits vor dem Rotor eine Abhängigkeit von der Relativpositionierung der Statoren auf. Da die instationäre Messung mit Hilfe eines Triggers immer zu der gleichen Phasenbeziehung zwischen Rotor und Stator 2 ausgelöst wird, führt eine Umfangspositionierung von Stator 1 in Abhängigkeit der clp zu einem unterschiedlichen Phasenwinkel zwischen Stator 1 und Rotor. Das durch die Stellung der beiden Statoren beeinflusste periodisch-instationäre Rotor-Strömungsfeld führt in der Folge zu diesem überraschenden Ergebnis. Bei der in Kapitel 6 behandelten Speichenradvariante tritt dieser Effekt aufgrund des vernachlässigbaren Einflusses des Potenzialfeldes des Speichenrotors in Messebene E1 nicht auf. Der periodische RMS_p -Wert stromab von Stator 1 ist im Vergleich zum stochastischen RMS-Wert in der gleichen Messebene, der durch die Nachlaufturbulenz bestimmt wird, deutlich geringer und spielt im Verlauf stromab keine entscheidende Rolle.

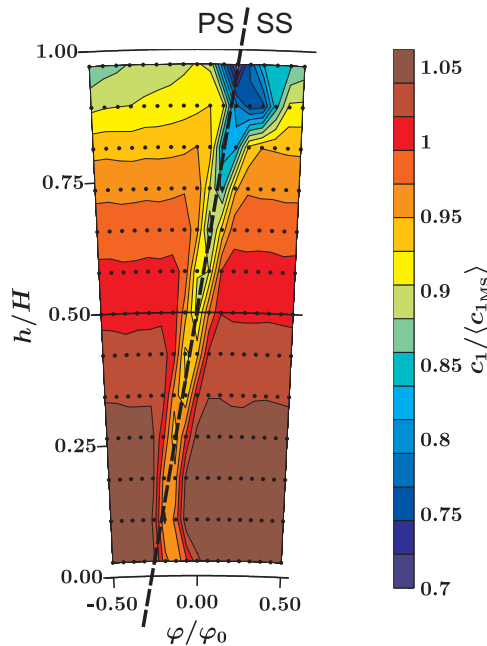


Abb. 5.8: Normierte Absolutgeschwindigkeit stromab von S1 (FLS, 2D)

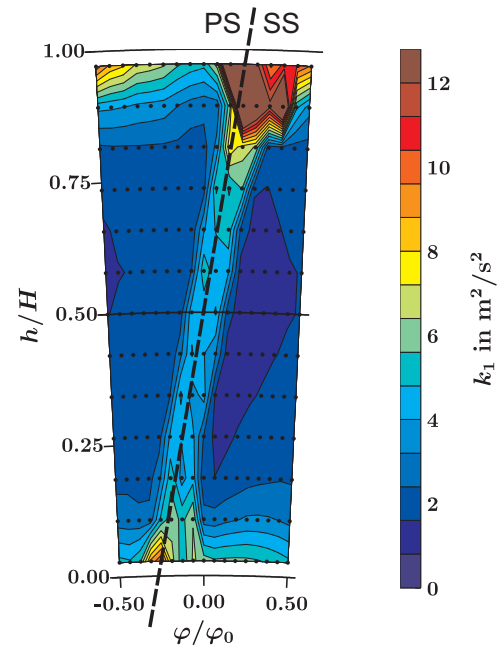


Abb. 5.9: TKE stromab von S1 (x-Draht, 2D)

Die Zweidimensionalität des Strömungsfeldes in Messebene E1 lässt sich anhand von Abbildung 5.8 und Abbildung 5.9 überprüfen. Man erkennt einen deutlichen Geschwindigkeitsgradienten mit höheren Geschwindigkeiten in der Nähe der Nabe. Vereinfacht man die Bewegungsgleichungen für den Fall achsensymmetrischer, reibungsfreier, stationärer Strömung mit in radia-

ler Richtung konstanter Entropie und Totalenthalpie² für $\alpha = \text{const.}$ ³, so lässt sich für die Strömung zwischen Schaufelreihen die folgende Beziehung angeben (vgl. LAKSHMINARAYANA [99]):

$$\frac{c}{c_{\text{MS}}} = \left(\frac{r}{r_{\text{MS}}} \right)^{-\sin^2 \alpha}. \quad (5.1)$$

Das gemessene umfangsgemittelte Radialprofil der Strömungsgeschwindigkeit (nicht dargestellt) zeigt in der Nähe des Mittelschnitts eine gute Übereinstimmung mit der Beziehung nach Gleichung 5.1, die ungefähr einem linearen Verlauf entspricht. Eine korrekte Aussage in Wandnähe kann durch die reibungsfreie Theorie nicht getroffen werden; allerdings stimmt der gemessene Verlauf auch in Wandnähe gut mit den im Hause MTU Aero Engines durchgeführten numerischen Simulationen überein. Wie im Auslegungsprozess vorgesehen stellt sich für den statischen Druck eine näherungsweise lineare Radialverteilung mit höheren Drücken am Gehäuse ein, so dass der Totaldruck in der Kernströmung ungefähr konstant ist. In Abbildung 5.8 ist der Stator 1-Nachlauf deutlich als eng begrenzte schräge Kontur mit reduzierten Geschwindigkeiten (angedeutet durch die gestrichelte Linie) erkennbar. Der druckseitige (PS) Nachlauf von S1 liegt links der gestrichelten Linie und der saugseitige Nachlauf rechts davon. Abbildung 5.9 zeigt den entsprechenden Verlauf der turbulenten kinetischen Energie mit erhöhten Werten im Nachlauf. In beiden Abbildungen ist in Wandnähe die Interaktion von Nachlauf, Kanalwirbel und Wandgrenzschicht erkennbar, die zu einer erhöhten Turbulenzproduktion und einem Gebiet reduzierter Geschwindigkeit führt. Aufgrund der dickeren Grenzschicht und des stärkeren Kanalwirbels an der gehäuseseitigen Wand ist die dort auftretende Interaktion deutlicher ausgeprägt. Die Strömung erfährt in Wandnähe von Nabe und Gehäuse eine Abweichung von der den geraden Nachlauf markierenden Linie in Richtung der Saugseite (negative Inzidenz, Minderumlenkung), die durch die Existenz der beiden Kanalwirbel hervorgerufen wird. Dabei wird unter dem Einfluss der Druckkräfte das energieärmere Material der Seitenwandgrenzschicht zunächst zur Saugseite transportiert und dann radial einwärts wieder der Kernströmung zugeführt. Der letztgenannte Vorgang ist dem Druckgradienten entgegen gerichtet und führt aufgrund von Mischungseffekten zu einem deutlichen Abfall der Strömungsgeschwindigkeit (vgl. WALRAEVENS [178]). Die geringere Abmessung des nabenseitigen Kanalwirbels resultiert aus der geringeren nabenseitigen Grenzschichtdicke stromauf von S1. Der Sekundärströmungseinfluss lässt sich in der Messebene hinter S1 auf die Bereiche $h/H > 0.8$ und $h/H < 0.1$ eingrenzen, so dass in der Umgebung des Mittelschnitts Sekundärströmungen vernachlässigbar sind. Aufgrund des Geschwindigkeitsgradienten über der Kanalhöhe kann in Messebene E1 allerdings nicht von einer rein zweidimensionalen

²Die radiale Variation der Totaltemperatur über der Kanalhöhe beträgt gemäß der Auslegungsrechnung $< \pm 0.05 \text{ K}$.

³Diese Annahme ist in Messebene E1 in grober Näherung erfüllt. Die Abweichung im Bereich von $0.03 < h/H < 0.9$ beträgt maximal $\pm 3^\circ$ relativ zum mittleren Abströmwinkel.

Strömung ausgegangen werden. Radiale Geschwindigkeitskomponenten sind in der Umgebung des Mittelschnitts jedoch vernachlässigbar.

5.1.3 Wahl einer repräsentativen Stator 2-Teilung

Zur Messung der Profilverluste von Stator 2 in Abhängigkeit der Clocking-Position muss sichergestellt sein, dass die Wahl der zu vermessenden Stator 2-Schaufel keinen wesentlichen Einfluss auf das Messergebnis hat. Störeinflüsse können z.B. durch Unsymmetrien in der Zuströmung und Fertigungstoleranzen der Schaufeln auftreten. Wie im vorangegangenen Kapitel diskutiert, kann stromab von Stator 1 von einer guten Symmetrie in Umfangsrichtung ausgegangen werden, die sich aufgrund der im zeitlichen Mittel vergleichmäßigenden Wirkung des Rotor-Schaufelgitters stromab des Rotors weiter verbessert. Da aus zeitlichen Gründen nur eine begrenzte Anzahl an Schaufeln bezüglich der auftretenden Profilverluste vermessen werden kann und für eine systematische Untersuchung nur *eine* repräsentative Schaufelteilung wünschenswert ist, muss die Übertragbarkeit der gewählten Schaufelteilung im Hinblick auf die gesamte Maschine nachgewiesen werden. Für die vorliegende Untersuchung ist dies aus dreierlei Gründen besonders wichtig: Erstens erfordert die Untersuchung der auftretenden physikalischen Effekte eine sehr hohe Messgenauigkeit und der Einfluss der Störgrößen auf diese Effekte ist a priori nicht bekannt. Zweitens sollen die gewonnenen Daten zur Validierung von Berechnungsmodellen dienen, so dass durch den Versuchsstand bedingte Effekte ausgeschlossen bzw. quantifiziert werden müssen. Drittens sind zur Erzielung einer hohen räumlichen Auflösung mehrere Schaufeln mit Messtechnik appliziert, die alle die gleichen Strömungseffekte erfassen sollen.

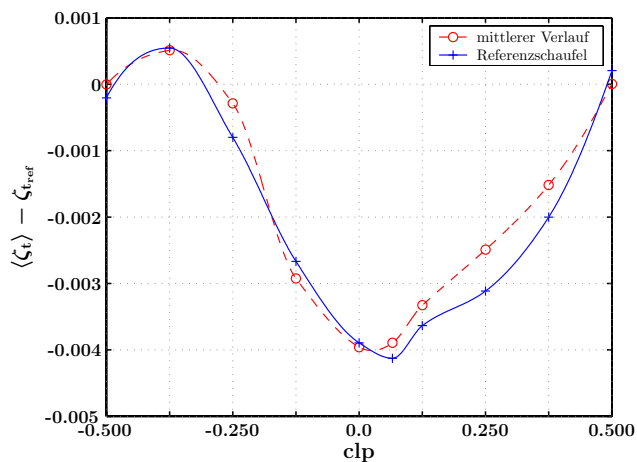


Abb. 5.10: Repräsentative Schaufelteilung anhand des Verlustbeiwertes (FLS)

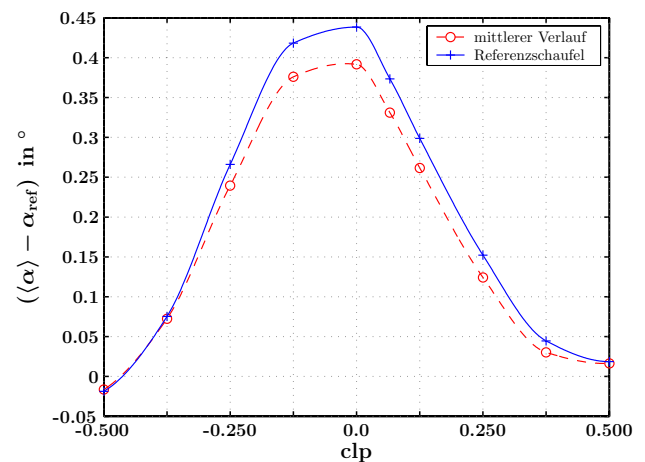


Abb. 5.11: Repräsentative Schaufelteilung anhand des Abströmwinkels (FLS)

Zwei Größen, die zum einen im Hinblick auf die Untersuchung des Clocking-Effektes eine wichtige Rolle spielen und die zum anderen sensibel auf Störeinflüsse reagieren, sind Profilverlust und Abströmwinkel von Stator 2. Dabei lassen sich schon minimale Abweichungen der lokalen Größen beim Vergleich ihrer Integralwerte aufzeigen. Zur Auswahl einer repräsentativen Schaufelteilung wurden bei den vier mit OHF applizierten Stator 2-Schaufeln Profilverlust und Abströmwinkel gemessen. In Abbildung 5.10 und Abbildung 5.11 sind die sich ergebenden Integralverläufe dargestellt. Dabei wurde als Referenzwert jeweils der Mittelwert der beiden Integralwerte für $\text{clp} = \pm 0.5$ gewählt, so dass quantitative Änderungen im Vergleich zu diesen beiden Positionen aufgezeigt werden.⁴ Der mittlere, gestrichelt dargestellte Verlauf ergibt sich aus der Überlagerung der vier unterschiedlichen Schaufelteilungen; die durchgezogene blaue Linie entspricht der Referenzschaufel für die sich die beste Übereinstimmung mit dem mittleren Verlauf ergibt. Berücksichtigt man die sehr geringe Abhängigkeit der Strömungsgrößen von der Clocking-Position, so zeigt sich sowohl für den Profilverlust als auch für den Strömungswinkel eine qualitativ und quantitativ sehr gute Übereinstimmung der beiden Kurven. Die gewählte Schaufel liefert also ein für die Gesamtmaschine repräsentatives Ergebnis.

5.2 Zuströmbedingungen zu Stator 2

Die Strömungsgrößen stromauf von Stator 2 stellen für die Untersuchung des Einflusses des Clocking-Effektes auf Grenzschichtverhalten und Profilverlust von Stator 2 die entscheidende Randbedingung dar. Die periodisch im Rotor zerhackten Stator 1-Nachläufe treffen, zusätzlich zu den periodisch instationären Rotornachläufen, je nach Clocking-Position an unterschiedlichen Umfangspositionen gepulst auf Stator 2 auf. Dabei treten je nach clp unterschiedliche Interaktionen zwischen den Stator 1-Nachläufen, den Rotornachläufen und dem Potenzialfeld von Stator 2 auf.

Im folgenden Kapitel sollen neben den zeitgemittelten Größen auch die instationären Messdaten diskutiert werden, da die Instationarität einen wesentlichen Einfluss auf das Grenzschichtgeschehen von Stator 2 hat. Die instationären Messdaten können weiterhin als Randbedingungen für eine numerische Simulation von Stator 2 ohne die stromauf liegenden Schaufelgitter verwendet werden. Dadurch lässt sich der Rechenaufwand erheblich reduzieren, so dass auch der Einsatz hochwertiger und rechenintensiver Turbulenzmodelle möglich wird. Weiterhin werden durch dieses Vorgehen etwaige numerische Fehler bei der Simulation der Stator-Rotor-Interaktion ausgeschlossen bzw. lassen sich abschätzen.⁵

⁴Die absoluten Verläufe sind in Abbildung 5.26(c) und Abbildung 5.27(c) dargestellt.

⁵Dabei spielen auch numerische Fehler an den Interfaces zwischen Stator und Rotor eine wichtige Rolle.

5.2.1 Sekundärströmungseffekte

Durch die Interaktion von Stator- und Rotornachläufen untereinander sowie mit den Wandgrenzschichten kommt es bei der Entwicklung des Strömungsfeldes in Strömungsrichtung zu zunehmenden Sekundärströmungseffekten. Inwieweit diese für die Zuströmung zu Stator 2 eine Rolle spielen soll im Folgenden näher untersucht werden.

Abbildung 5.12 zeigt das instationäre, eine Rotorscheufelperiode⁶ abdeckende, Geschwindigkeitsfeld stromauf von S2 für $\text{clp} = -0.375$. Die dargestellte Clockingposition weist die maximalen Totaldruckverluste an Stator 2 auf dem Mittelschnitt auf (vgl. Kapitel 5.3.3) und ist dadurch definiert, dass der S1-Nachlauf für $h/H = 0.5$ (Mittelschnitt) im zeitlichen Mittel bei $\varphi/\varphi_0 = -0.375$ auftritt. Die im Absolutsystem ortsfeste Auftreffposition der S1-Nachlaufsegmente ist durch die gestrichelte schwarze Linie und die Auftreffposition der bewegten Rotornachläufe durch die gestrichelte weiße Linie gekennzeichnet. Die unterschiedlichen Orientierungen der Nachläufe der unverwundenen Rotor- und Statorschaufeln kommen dadurch zustande, dass für beide Schaufelgitter verschiedene Anstellwinkel auftreten (vgl. Kapitel 4.1). Zusätzlich kommt es aufgrund eines im Absolutsystem über der Kanalhöhe variierenden Rotorabströmwinkels zu einer Abweichung von der durch die geraden Linien dargestellten Form des Nachlaufes. Bei der Charakterisierung des S1-Nachlaufes durch einen druckseitigen (PS) und einen saugseitigen (SS) Ast ist zu beachten, dass durch die Verformung des Nachlaufes in der Rotorpassage keine räumliche Zuordnung der saugseitig und druckseitig von S1 abströmenden Fluidpartikel mehr möglich ist. Vielmehr kommt es zu einem zeitlichen Vorseilen des saugseitig generierten Anteiles des S1-Nachlaufes. Die Bezeichnungen PS und SS sind also rein geometrisch zu verstehen.

In unmittelbarer Nähe des Gehäuses ($h/H > 0.9$) ist eine Zone niedriger Strömungsgeschwindigkeit erkennbar, die aufgrund des durch die Deckbandumströmung impulsarmen Fluids hervorgerufen wird. Zum einen kommt es durch Irreversibilitäten bei der Umströmung des Deckbandes zu Verlusten, und zum anderen führt die Vermischung des entstehenden Leakage-Strahls mit der Hauptströmung zu einer zusätzlichen Entropieerhöhung, die den Hauptanteil der generierten Verluste ausmacht. Die Randzone niedriger Strömungsgeschwindigkeit erfährt aufgrund der zusätzlichen Defektgeschwindigkeit der S1-Nachläufe an deren ortsfester Auftreffposition eine Aufdickung. Die periodischen Rotornachläufe führen hingegen zu einer örtlich variierenden Verdünnung der Zone. Offenbar führt der unmittelbare Einfluss der Rotorscheufeln auf den über das Deckband strömenden Leakage-Strahl zu einer kurzzeitigen Erhöhung der wandnahen Geschwindigkeit. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten ist die Ablenkung der Strömung in unmittelbarer Umgebung stromauf der Rotorscheufeln durch deren Potenzialfeld, was zu einer kurzzeitigen Reduzierung des Leckagemassenstromes und somit der Mischungsverluste führt.

⁶ τ entspricht der Periodendauer der Rotorscheufeln und t der Messdauer.

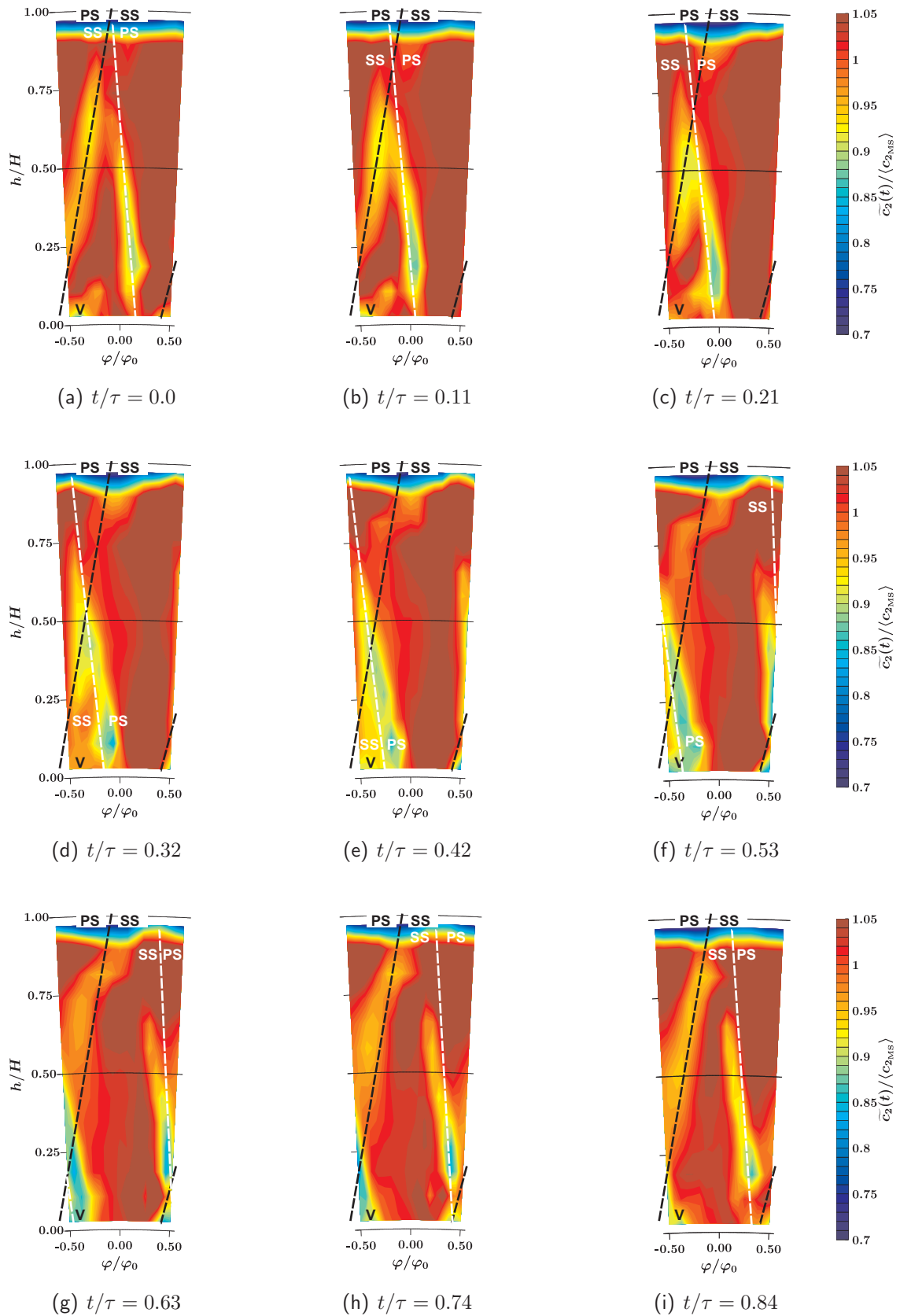


Abb. 5.12: Instationäres Geschwindigkeitsfeld stromauf von Stator 2 (x-Draht, $clp = -0.375$)

In Abbildung 5.12 ist die Interaktion der Rotornachläufe mit den ortsfest pulsierend auftretenden S1-Nachlaufsegmenten deutlich erkennbar. Die zerhackten S1-Nachläufe konvektieren zwischen zwei Rotornachläufen (vgl. Abbildung 4.11) und sind dann am deutlichsten ausgeprägt, wenn sich der Messort räumlich ungefähr mittig zwischen den beiden Rotornachläufen befindet. Dies wird in Abbildung 5.12(a) und Abbildung 5.12(i) deutlich, wo der Statornachlauf die geringste Interaktion mit dem Rotornachlauf zeigt. Konvektiert der Rotornachlauf über die durch die schwarze Linie gekennzeichnete Auftreffposition des S1-Nachlaufes, so ergibt sich ein aufgefächertes Nachlaufgebiet erhöhter Intensität (verringerte Geschwindigkeiten). Die Auffächerung kommt durch die Interaktion der S1-Nachlaufsegmente mit den Randbereichen (SS und PS) des Rotornachlaufes zustande. Die im Kern des Rotornachlaufes reduzierte Geschwindigkeit zeigt, dass von der Interaktion nicht nur die Randbereiche betroffen sind, sondern auch das Zentrum des Rotornachlaufes. Die besonders in Abbildung 5.12(e) und Abbildung 5.12(f) im Bereich $0.75 < h/H < 0.9$ deutlich erkennbare Verformung des S1-Nachlaufes kommt durch Gradienten⁷ der radialen Verteilung des Umlenk winkels im Absolutsystem innerhalb des Rotornachlaufes zustande. Im Bereich $h/H < 0.1$ ist geometrisch saugseitig vom S1-Nachlauf eine Zone (V) verringerter Strömungsgeschwindigkeit erkennbar, die örtlich nicht variiert und somit durch den nabenseitigen S1-Kanalwirbel hervorgerufen wird. Die Interaktion dieser Zone mit dem Rotornachlauf führt zu zusätzlichen Verlusten, die zu einer Verringerung des Totaldruckes und der Strömungsgeschwindigkeit in diesem Bereich führen. Beginn und Ende dieser Interaktion sind in Abbildung 5.12(c) und Abbildung 5.12(i) erkennbar. Bemerkenswert ist die deutliche Ausprägung des S1-Nachlaufes stromab des Rotors, der bezüglich des Geschwindigkeitsdefektes nur wenig schwächer ausfällt als der Rotornachlauf. Hinsichtlich der Nachlaufturbulenz (nicht dargestellt) ist der Rotornachlauf jedoch dominant. Die in Abbildung 5.12 im Bereich $S/S_0 > 0.7$ nicht unmittelbar erkennbaren Rotornachläufe kommen durch das dort auftretende erhöhte Geschwindigkeitsniveau und eine geringere Ausprägung der Defektgeschwindigkeit⁸ zustande, was bei der gewählten Farbskala⁹ zu einem scheinbaren Verschwinden der Nachlaufdellen führt. Betrachtet man die ensemble-gemittelten Verläufe (nicht dargestellt) in diesem Bereich, so sind die Geschwindigkeitsdellen im Vergleich zum Mittel-schnitt schwächer ausgeprägt und durch eine deutlich erhöhte Turbulenz gekennzeichnet.

⁷Diese entstehen durch über der Kanalhöhe variierende Umfangsgeschwindigkeiten, unterschiedliche radiale Defektgeschwindigkeiten innerhalb der Rotornachläufe und Sekundärströmungseffekte.

⁸Die Reduzierung der Defektgeschwindigkeit ist auf eine durch Sekundärströmungsvorgänge hervorgerufene intensivere Vermischung zurückzuführen. Die in diesem Bereich auftretenden Sekundärströmungen sind durch eine erhöhte Turbulenzproduktion (nicht dargestellt) und eine Beeinflussung des Umlenk winkels (vgl. $S/S_0 \approx 0.75$ in Abbildung 5.14) nachweisbar.

⁹Um einen Vergleich mit der Speichenradvariante zu ermöglichen wurde die gleiche Skalierung gewählt wie in Abbildung 6.2.

In Abbildung 5.13 sind zwei mit Hilfe einer Fischmaulsonde aufgenommene hoch aufgelöste, um eine halbe Statorteilung versetzte, radiale Traversen des normierten Totaldruckes dargestellt. Die Normierung erfolgt dabei über den Mittelwert des auf dem Mittelschnitt vorliegenden Totaldruckes für beide Traversen. Für beide Umfangspositionen sind im Bereich $h/H < 0.2$ Sekundärströmungseffekte erkennbar. Aufgrund der Interaktion des nabenseitigen Kanalwirbels mit der Wandgrenzschicht kommt es in diesem Bereich zu einer Variation des Totaldruckes von ca. 27 % des in diesem Bereich herrschenden dynamischen Druckes. Für beide Traversen sind die Sekundärströmungseffekte in gleicher Größenordnung nachweisbar. Leichte Variationen der beiden Verläufe kommen durch die Stromaufwicklung von S2 und die Nachläufe von S1 zustande.

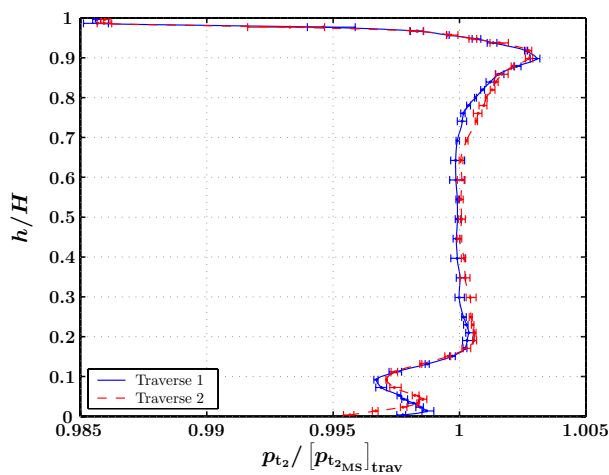


Abb. 5.13: Radiale Totaldruckprofile für zwei um $s/2$ versetzte Umfangspositionen (FMS)

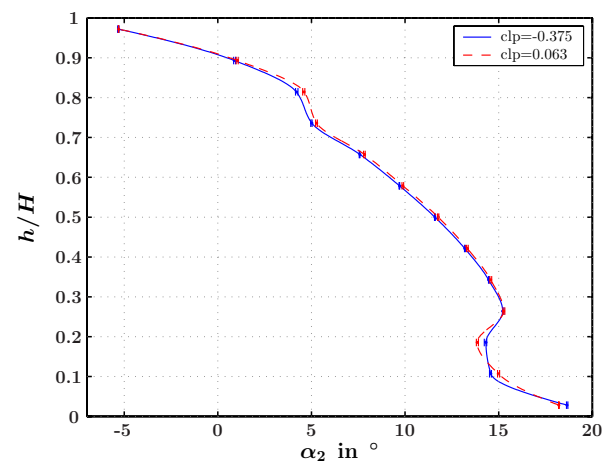


Abb. 5.14: Umfangsgemittelter Umlenkswinkel für zwei clp (x-Draht)

Das Strömungsprofil in Abbildung 5.14 zeigt den Umlenkswinkel α für zwei verschiedene Clockingpositionen¹⁰. Beide Verläufe zeigen eine Variation der Umlenkung über der Kanalhöhe von ca. 23°, wobei in Nabennähe positive und in Gehäusenähe negative Inzidenzwinkel auftreten. Der nabenseitige Kanalwirbel führt im Bereich $0.1 < h/H < 0.26$ zu einer Mindeumlenkung (kleinere Winkel) und in unmittelbarer Nabennähe ($h/H \approx 0.05$) zu einer Überumlenkung. Aufgrund der geringeren räumlichen Auflösung der Kreuzdrahtsonde ist der Einfluss der Sekundärströmung nicht so deutlich erkennbar wie in Abbildung 5.13; der typische Verlauf in den von Sekundärströmungen beeinflussten Bereichen ist jedoch erkennbar (vgl. SCHLIENGER et. al [146]¹¹). In Abbildung 5.14 ist nur eine geringe Abhängigkeit des um-

¹⁰Dabei handelt es sich um die clp minimalen und maximalen Totaldruckverlustes auf dem Mittelschnitt (vgl. Kapitel 5.3.3.)

¹¹Weiterhin konnten SCHLIENGER et al. [145] zeigen, dass eine deutliche Beeinflussung der Sekundärströmung durch Inserts in den Zwischenräumen zwischen Stator und Rotor möglich ist.

fangsgemittelten Strömungswinkels von der Clocking-Position nachweisbar. Ein Einfluss der clp auf die Sekundärströmung ist in den Bereichen $h/H \approx 0.75$ und $h/H \approx 0.2$ erkennbar.

Die beschriebenen Sekundärströmungsphänomene treten unabhängig von der Clocking-Position auf; lediglich die Auftreffposition der Stator 1-Nachläufe variiert. Aus den Erläuterungen wird deutlich, dass Sekundärströmungseffekte in Messebene E2 auf die Bereiche $h/H < 0.3$ und $h/H > 0.7$ beschränkt sind. Trotz der deutlich erkennbaren Sekundärströmungsphänomene in den Randbereichen ist in der Umgebung des Mittelschnitts der Gradient des Totaldruckes in radialer Richtung vernachlässigbar.

5.2.2 Strömungsgrößen auf dem Mittelschnitt

Zur Analyse der Zusammenhänge zwischen den über die OHF und die pneumatischen Druckbohrungen auf dem Mittelschnitt gewonnenen Grenzschichtdaten und den zugehörigen Randbedingungen sind die Strömungsgrößen auf dem Mittelschnitt entscheidend. Deren pneumatisch (FLS) bzw. über die Zeit (x-Draht) gemittelte Werte werden im nächsten Abschnitt und die dazugehörigen instationären Werte im übernächsten Abschnitt ausführlich diskutiert. Dabei werden für die lokalen Größen jeweils die Clocking-Positionen minimalen Totaldruckverlustes ($clp = 0.063$), maximalen Totaldruckverlustes ($clp = -0.375$), minimaler Länge der Ablöseblase ($clp = -0.125$) und die für die dargestellte Größe zusätzlich interessanten Verläufe (z.B. Minimum oder Maximum des Integralwertes) dargestellt.

Zeitliche Mittelwerte

Abbildung 5.15(a) zeigt den lokalen Verlauf des Strömungswinkels α für sechs verschiedene Clocking-Positionen. Das Potenzialfeld von S2 führt für alle clp im Bereich $y/s \approx 0.125$ zu einer Umlenkung der Strömung in Richtung der S2-Saugseite (Überumlenkung). In analoger Weise wird die Strömung aufgrund des Potenzialfeldes für negative y/s in Richtung der S2-Druckseite umgelenkt (Minderumlenkung). Der Einfluss der clp auf die Verläufe wird durch die S1-Nachläufe hervorgerufen, die, aufgrund ihres Geschwindigkeitsdefektes, in der Rotorpassage im Absolutsystem eine geringere Umlenkung erfahren als die Freiströmung. Dieses Verhalten wird z.B. in den Regionen $y/s \approx -0.375$ (geringere Umlenkung für $clp = -0.375$) und $y/s \approx 0.125$ (geringere Umlenkung für $clp = 0.063$) deutlich. Der flächengemittelte Strömungswinkel in Abhängigkeit der 10 vermessenen clp ist in Abbildung 5.15(b) dargestellt. Die maximale Umlenkung ergibt sich für $clp = 0.125$ und die Variation des integralen Umlenkwinkels zu 0.23° . Die Fehlerbalken der integralen Winkel sind bei der Kreuzdrahtmessung stromauf von S2 deutlich breiter als bei der FLS-Messung stromab von S2. Dies liegt

zum einen an der geringeren Winkelabhängigkeit in Messebene E2 und ist zum anderen durch das Messverfahren bestimmt. Aufgrund der starken periodischen Instationarität zeigt sich in Messebene E2 bezüglich der Reproduzierbarkeit jedoch eine Überlegenheit der instationär messenden Kreuzdrahtsonde gegenüber der pneumatisch mittelnden FLS.¹²

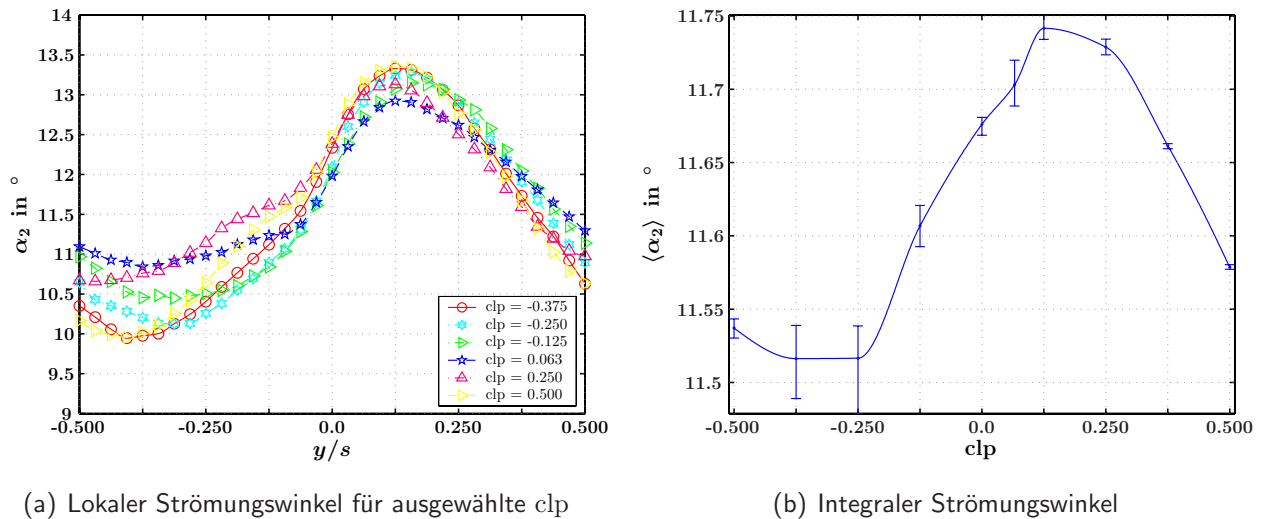


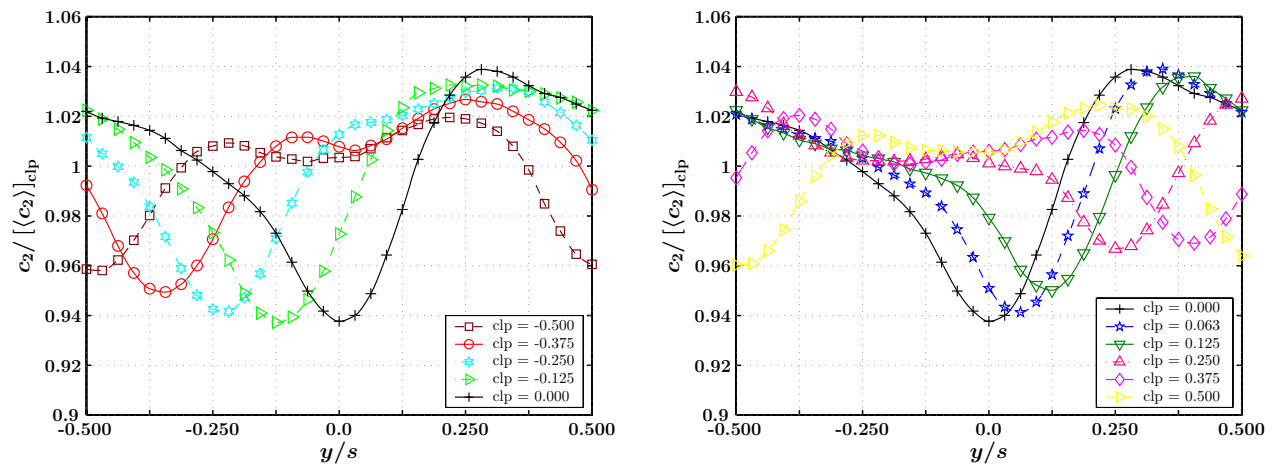
Abb. 5.15: Strömungswinkel α stromauf von S2 (x-Draht, Mittelschnitt)

Die normierte Geschwindigkeitsverteilung für alle 10 vermessenen clp ist in Abbildung 5.16 dargestellt. Alle Sondentraversen wurden, relativ zu S2, über den gleichen Messbereich durchgeführt. Somit ist der für alle clp deutlich erkennbare Geschwindigkeitsdefekt eindeutig auf die S1-Nachlaufströmung zurückzuführen. Da die Sonde für $clp = 0.0$ in der Weise ausgerichtet ist, dass sie sich für $y/s = 0.0$ auf der Stromlinie des S1-Nachlaufes befindet (vgl. Kapitel 4.3.2), ist an dieser Position ein ausgeprägtes Minimum erkennbar. Die Minima der anderen clp stellen sich entsprechend der Auftreffposition der S1-Nachläufe ein. Zusätzlich kommt es im Bereich $y/s \approx -0.25$ bis 0.125 ($c_2/[c_2]_{clp} = 1$ bis 1.02) zu einer Überlagerung des S2-Potenzialfeldes, das sich in einer Geschwindigkeitsreduktion äußert. Für $clp = \pm 0.5$ ist in dem genannten Bereich der reine Einfluss des S2-Potenzialfeldes erkennbar, da in diesem Fall die S1-Nachläufe in der Umgebung von $y/s = \pm 0.5$ auftreten.¹³ Die Überlagerung von S1-Nachläufen und S2-Potenzialfeld führt zu den unterschiedlich stark ausgeprägten Geschwindigkeitsdellen für variierende clp .

Das auf die mittlere axiale Strömungsgeschwindigkeit bezogene zeitliche Mittel des ensemble-gemittelten RMS-Wertes für die Geschwindigkeitskomponenten u und v ist in Abbildung

¹²Bezüglich der Geschwindigkeitsverläufe zeigen beide Messverfahren eine sehr gute Übereinstimmung. Offenbar reagieren die seitlichen Bohrungen der FLS und somit der Strömungswinkel empfindlicher auf periodische Schwanken als der in guter Näherung an der mittleren Bohrung anliegende Totaldruck.

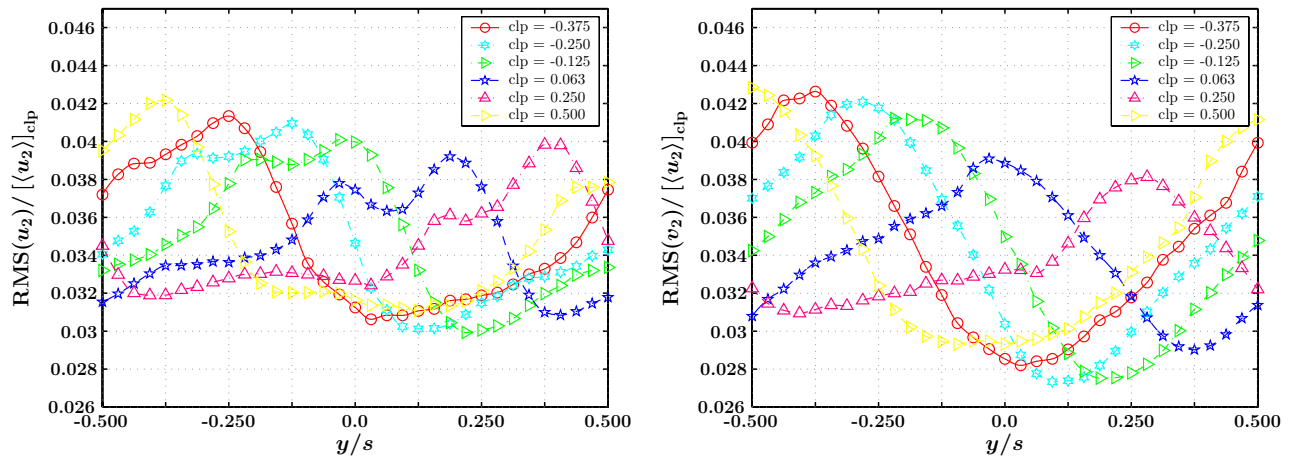
¹³Entsprechend treten bei $y/s = \pm 0.5$ für $clp = \pm 0.5$ die niedrigsten Geschwindigkeiten auf.



(a) Druckseitiges Auftreffen des S1-Nachlaufes auf S2

(b) Saugseitiges Auftreffen des S1-Nachlaufes auf S2

Abb. 5.16: Normierte Absolutgeschwindigkeit stromauf von S2 (x-Draht, Mittelschnitt)



(a) Fluktuationen in axialer Richtung

(b) Fluktuationen in Umfangsrichtung

Abb. 5.17: Normierte stochastische Fluktuationen stromauf von S2 (x-Draht, Mittelschnitt)

5.17 dargestellt. Die Verläufe der Fluktuationen u' in axialer Richtung weisen für alle clp einen Doppelhöcker¹⁴ auf, dessen lokales Minimum mit der Auftreffposition der S1-Nachläufe übereinstimmt. Die Fluktuationen v' in Umfangsrichtung zeigen hingegen im Bereich der Auftreffposition der S1-Nachläufe ihr Maximum. Dieses Maximum wird durch die im Nachlauf in lateraler Richtung verstärkte Vermischung zwischen den druck- und saugseitigen Grenzschichten hervorgerufen. Beide Fluktuationsanteile sind in der Strömungsgröße k enthalten, die in

¹⁴Dieser Verlauf ist typisch für Nachlaufströmungen, da die Grenzschichten von Druckseite und Saugseite stromab des Hindernisses zusammenlaufen.

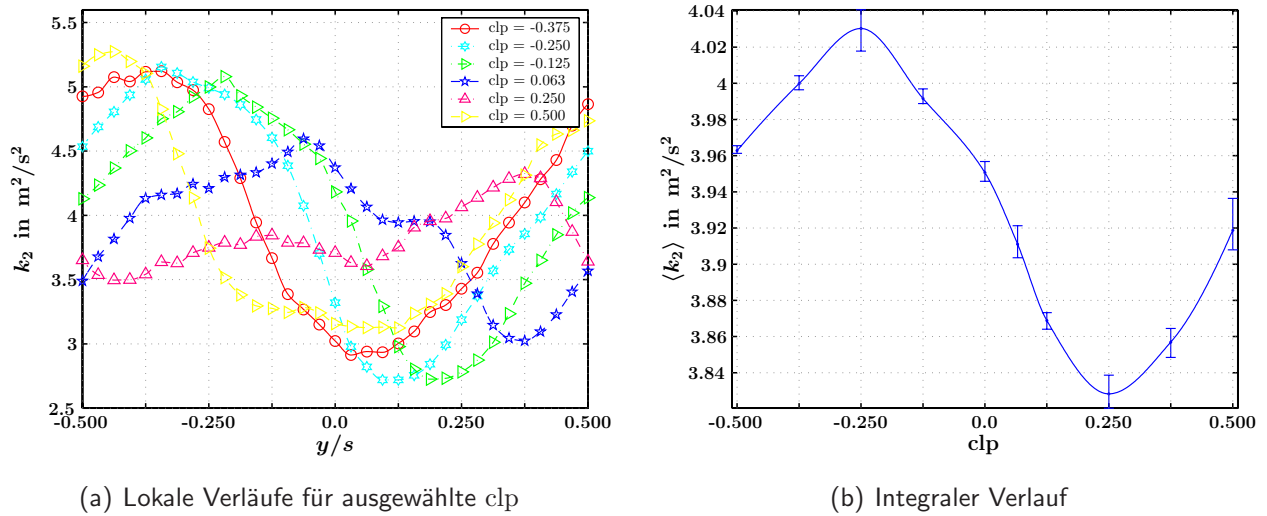


Abb. 5.18: Turbulente kinetische Energie stromauf von S2 (x-Draht, Mittelschnitt)

Abbildung 5.18(a) dargestellt ist. Man erkennt deutlich die Überlagerung der beiden Kurven für u und v , die zu einem fast vollständigen Verschwinden der Doppelhöckerstruktur führt. Von besonderem Interesse ist die Region in der Nähe von $y/s = 0.0$, da die in diesem Bereich auftretenden Strömungspartikel die stärkste Interaktion mit der S2-Grenzschicht eingehen. Für $\text{clp} = -0.125$ sind in dieser Region die u -Fluktuationen am stärksten ausgeprägt, während die Kurven der TKE für $\text{clp} = -0.125$ bis $\text{clp} = 0.125$ (nicht alle dargestellt) sehr eng beieinander liegen. Dieses Verhalten wird durch die im Bereich $y/s = 0.0$ für die genannten clp unterschiedlich stark ausgeprägten v -Fluktuationen hervorgerufen. In Kapitel 5.4.2 wird gezeigt, dass die innerhalb der Grenzschicht an der S2-Vorderkante auftretenden Fluktuationen für $\text{clp} = -0.125$ den größten Wert annehmen. Offenbar reagiert die Grenzschicht empfindlicher auf die stochastischen Fluktuationen in axialer Richtung als auf die TKE. In den folgenden Kapiteln wird weiterhin gezeigt, dass die verstärkten u -Fluktuationen für $\text{clp} = -0.125$ zu der kürzesten Ablöseblase führen. Erwähnenswert ist die Tatsache, dass nicht die Integralwerte der Fluktuationen, sondern deren lokale Werte in der Nähe¹⁵ der S2-Vorderkante die Fluktuationen innerhalb der Grenzschicht und somit das Verhalten der Ablöseblase bestimmen. Der Integralwert der TKE für alle clp ist in Abbildung 5.18(b) dargestellt, wobei der Verlauf der Kurve den Verläufen für die Integralwerte der beiden Fluktuationskomponenten u' und v' sowie der Schubspannung $u'v'$ entspricht. Für $\text{clp} = -0.25$ ergibt sich der größte und für $\text{clp} = 0.25$ der kleinste Integralwert. Dieses Verhalten wird durch die Interaktion der S1-Nachläufe in der Rotorpassage hervorgerufen, die, je nach clp , zu einer Anfachung oder Dämpfung der stochastischen Instationarität der Strömung führt. Die Interaktion zweier ver-

¹⁵Für die auf der Saugseite befindliche Ablöseblase sind dabei besonders die leicht saugseitig versetzten Werte (positive y/s) von Interesse.

schiedener S1-Nachläufe für $clp = \pm 0.5$ führt zu leicht unterschiedlichen Integralwerten, die zu einer geringen Unsymmetrie der Kurve führen.

Die Stärke der periodischen Fluktuationen stromauf von S2 ist ebenfalls eine Funktion der clp . Ohne Interaktion zwischen den S1-Nachläufen und dem Rotor würde sich für unterschiedliche laterale Sondenpositionen, abgesehen von einem Phasenversatz, das gleiche Geschwindigkeitssignal einstellen. Das S2-Potenzialfeld alleine führt ebenfalls nicht zu einer Beeinflussung der periodischen Fluktuationen, da keine Relativbewegung zwischen Stator 2 und fest stehender Sonde auftritt; allerdings beeinflusst es die Interaktion zwischen S1- und Rotornachläufen. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, dass sich die Form des Geschwindigkeitssignals mit variierender Sondenposition ändert. Wenn die Sonde durch den S1-Nachlauf beeinflusst wird, stellt sich ein Doppelhöcker im Signal ein, der zu veränderten RMS_p -Werten führt.

In Abbildung 5.19 ist der lokale dimensionslose RMS_p -Wert der Absolutgeschwindigkeit¹⁶ für verschiedene clp dargestellt. Für alle Kurven tritt ein Minimum dort auf, wo die Sonde auf der Stromlinie des S1-Nachlaufzentrums liegt. Dieses Verhalten wird durch die Interaktion der Rotornachläufe mit den impulsarmen S1-Nachläufen verursacht, die zu einer Delle im ensemble-gemittelten Geschwindigkeitssignal führen und somit die Intensität der periodischen Schwankungen reduzieren. In der Mischungsschicht zwischen S1-Nachläufen und Kernströmung führen die zerhackten S1-Nachläufe zu einer Verstärkung der Periodizität der Strömung. Dieser Effekt ist für alle clp , ausgehend vom RMS_p -Minimum um ca. $0.125 y/s$ in die negative y -Richtung verschoben, als ausgeprägtes Maximum erkennbar. In positiver Richtung, um ca. $0.15 y/s$ versetzt, ergibt sich ein Doppelmaximum geringerer Intensität. Beim späteren Vergleich mit der Speichenradvariante wird deutlich, dass dieses durch die Interaktion der S1-Nachläufe in der Rotorpassage hervorgerufen wird.

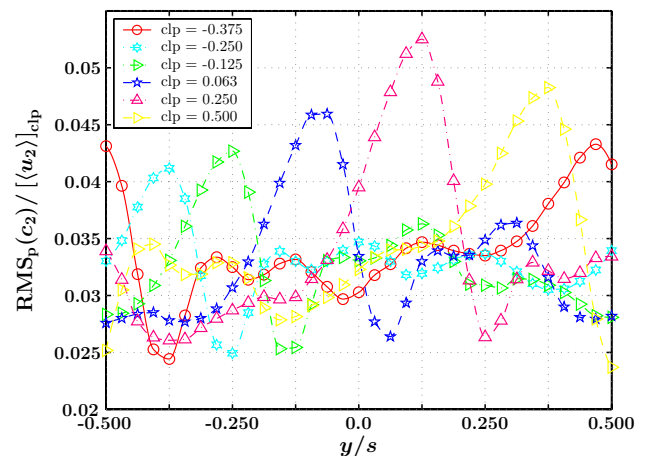


Abb. 5.19: Normierte periodische Instationarität stromauf von S2 (x-Draht, Mittelschnitt)

¹⁶Der Einfluss der periodischen Fluktuationen in Umfangsrichtung ist gering. Somit werden die RMS_p -Werte der Absolutgeschwindigkeit von den periodischen Fluktuationen in axialer Richtung dominiert.

Periodisch-instationäre Größen

Betrachtet man die gleiche Relativpositionierung zwischen Sonde und Auftreffpunkt des S1-Nachlaufes für verschiedene clp , so zeigen die qualitativen Verläufe der ensemble-gemittelten Strömungsgrößen eine gute Übereinstimmung. Dies wird beim Vergleich der Clocking-Positionen minimalen (Abbildung 5.20) und maximalen (Abbildung D.3) Totaldruckverlustes deutlich. Durch die clp hervorgerufene Unterschiede im Niveau werden im Wesentlichen durch das S2-Potenzialfeld verursacht und geringe Unterschiede der Signalform der ensemble-gemittelten Größen durch eine veränderte Interaktion der S1-Nachläufe in der Rotorpassage. Da sich die Signalform in Abhängigkeit der clp nur wenig ändert, kann für alle clp von einer ähnlichen Interaktion zwischen S1- und Rotornachläufen ausgegangen werden. Betrachtet man die im vorherigen Abschnitt behandelten zeitgemittelten Größen, so spiegelt sich diese Tatsache in bezüglich der Position der auftretenden Minima und Maxima ähnlichen, im Wesentlichen um den Auftreffpunkt der S1-Nachläufe versetzten, Verläufen wieder. Abweichungen von diesem Verhalten sowie je nach clp unterschiedlich stark ausgeprägte Maxima und Minima werden durch das S2-Potenzialfeld und dessen Einfluss auf das Verhalten der S1-Nachläufe in der Rotorpassage hervorgerufen. In Abbildung 5.20 sind zur besseren Vergleichbarkeit der verschiedenen Umfangspositionen die Verläufe der ensemble-gemittelten Größen für $y/s = -0.437$ bei allen anderen Umfangspositionen durch die gestrichelten, schwarzen Verläufe angedeutet. Dabei sind die gestrichelten Verläufe auf der Abszisse entsprechend der auftretenden Maxima ausgerichtet, und auf der Ordinate, bis auf die normierte Strömungsgeschwindigkeit, auf dem gleichen Niveau eingezeichnet wie in Abbildung 5.20(a). Für letztere ist das durch den S2-Potenzialeffekt unterschiedliche Niveau durch eine Parallelverschiebung in der Weise angepasst, dass die durch den Rotor verursachten Geschwindigkeitsminima übereinstimmen. Um einen etwaigen Phasenversatz zwischen den Strömungsgrößen zu verdeutlichen ist jeweils durch das Maximum der TKE eine vertikale gestrichelte Linie eingezeichnet.

Abbildung 5.20 zeigt die ensemble-gemittelten Verläufe der normierten Strömungsgeschwindigkeit, der TKE und des Strömungswinkels α für unterschiedliche Umfangspositionen exemplarisch für die Clocking-Position minimalen Totaldruckverlustes. Da die Messung durch ein an den Rotor gekoppeltes Triggersignal ausgelöst wird, erfährt die Sonde an unterschiedlichen Umfangspositionen die Rotornachläufe zeitlich versetzt. Für die dargestellte clp trifft das Zentrum des S1-Nachlaufes um 6.3 % der Teilung in Richtung Saugseite versetzt auf die S2-Schaufel auf. Eine an der Umfangsposition $y/s = -0.437$ befindliche Sonde erfasst also die um eine halbe Statorteilung vom Nachlaufzentrum versetzte, durch die S1-Nachläufe weitestgehend unbeeinflusste, "Freiströmung". Somit ist in Abbildung 5.20(a) der separate Einfluss der periodischen Rotornachläufe erkennbar. Diese manifestieren sich durch eine Geschwindigkeitsdelle, eine erhöhte Turbulenzintensität und eine lokal stärkere Umlenkung (positive Inzidenz), wo-

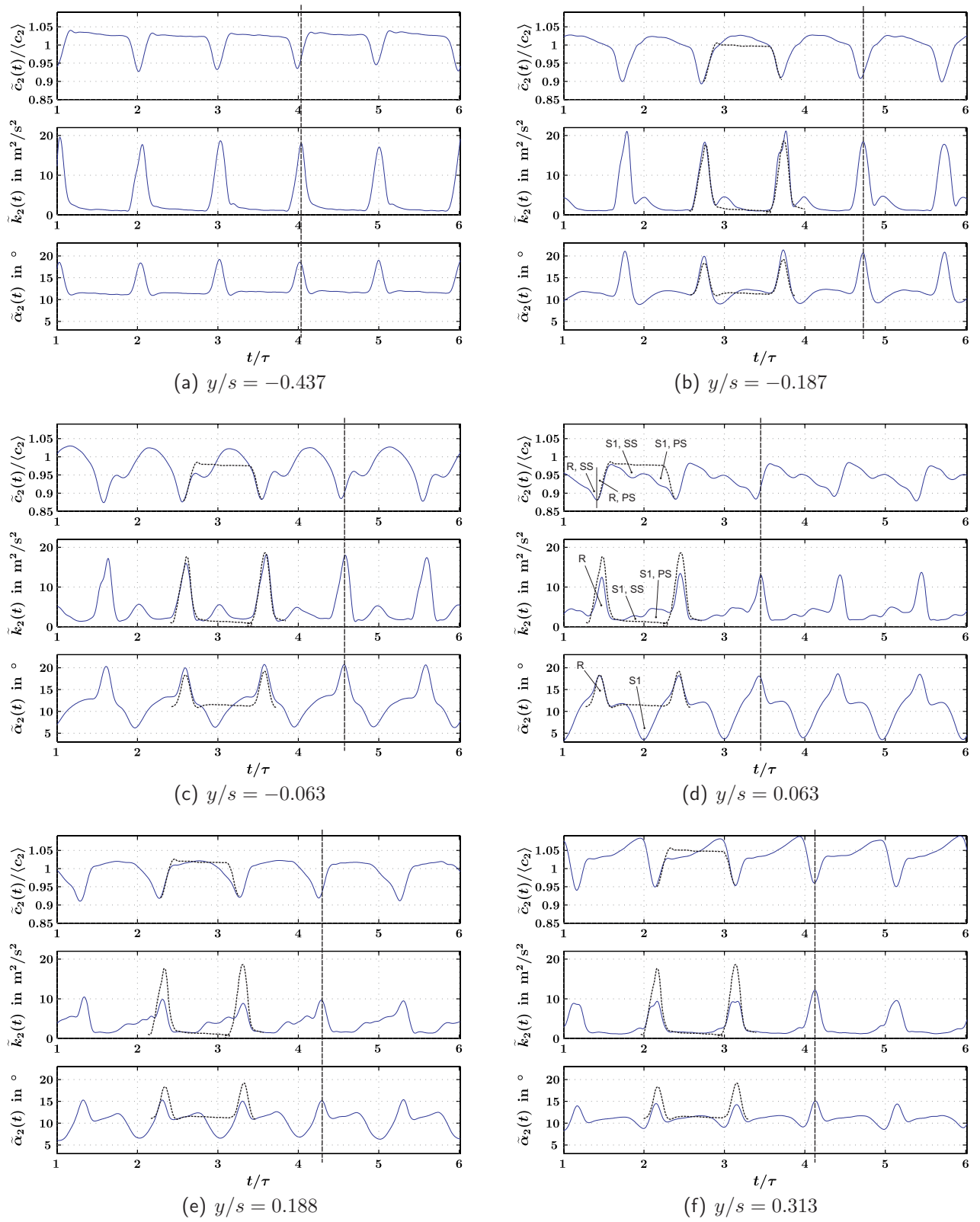


Abb. 5.20: Ensemble-gemittelte Strömungsgrößen stromauf von S2 für $clp = 0.063$

bei alle drei Größen bezüglich Druck- und Saugseite der Rotorscheufeln einen symmetrischen Verlauf zeigen. Die lokal stärkere Umlenkung wird durch die im Nachlauf der Rotorscheufeln bessere Strömungsführung und durch Ausgleichsströmungen innerhalb der Nachläufe hervorgerufen.

Der maximale Einfluss des S1-Nachlaufes auf das gemessene Signal tritt in Abbildung 5.20(d) auf. In diesem Fall befindet sich die Sonde auf der Stromlinie des S1-Nachlaufzentrums und erfasst sowohl die Rotornachläufe als auch die Zentren der pulsierenden S1-Nachlaufsegmente. Um eine Separierung letzterer zu ermöglichen sind die Verläufe aus Abbildung 5.20(a) als gestrichelte, schwarze Linien zusätzlich eingezeichnet. Man erkennt, dass die Tiefe der durch den Rotor (R) verursachten Geschwindigkeitsdelle in beiden Abbildungen identisch ist, zusätzlich jedoch zwei weitere Geschwindigkeitsdellen auftreten. Dieses Verhalten führt zu den im vorherigen Kapitel erwähnten reduzierten RMS_p -Werten im Einflussgebiet der S1-Nachlaufzentren. Die zusätzlichen Nachlaufdellen werden durch die S1-Nachlaufsegmente verursacht, die sich aus den saugseitig (SS) und den druckseitig (PS) in der S1-Grenzschicht verzögerten Fluidpartikeln zusammensetzen, wobei der saugseitige Anteil der S1-Grenzschicht zuerst in die Rotorpassage einläuft. Innerhalb der Rotorpassage kommt es zu einer Umverteilung der im Nachlaufsegment enthaltenen Fluidpartikel, so dass eine eindeutige Zuordnung ihrer Entstehungsgeschichte nur noch bedingt möglich ist. Die Bezeichnungen SS und PS in Abbildung 5.20(d) sind somit nicht als exakte Abgrenzung, sondern vielmehr als Regionen zu verstehen, in denen Partikel der druckseitigen bzw. saugseitigen S1-Grenzschicht überwiegen. Der von der Sonde zeitlich später erfasste Teil des S1-Nachlaufes ist dabei durch einen stärkeren Geschwindigkeitsdefekt und einen höheren Turbulenzeintrag gekennzeichnet, was durch die Interaktion der im Wesentlichen druckseitigen S1-Fluidpartikel mit der saugseitigen Rotorabströmung verursacht wird. Aufgrund des S2-Potenzialeffektes stellt sich ein geringeres Geschwindigkeitsniveau ein als für $y/s = -0.437$. Die TKE im Nachlauf der Rotorscheufeln (R) wird für $y/s = 0.063$ durch die Interaktion mit den S1-Nachläufen gedämpft. Im Einflussbereich des S1-Nachlaufes stellt sich aufgrund der innerhalb der Rotorpassage im Relativsystem verringerten Geschwindigkeit am Rotoraustritt im Absolutsystem ein verringerter Umlenkwinkel ein. Die Schwankungsamplituden des Inzidenzwinkels werden dadurch im Vergleich zum reinen Rotoreinfluss mehr als verdoppelt. Diese Eigenschaft spielt für das instationäre Antwortverhalten der Grenzschicht in der Nähe der S2-Vorderkante eine wichtige Rolle (vgl. Kapitel 5.4.3).

Betrachtet man die zeitgemittelten Werte von RMS_p in Abbildung 5.19, so lässt sich das absolute Maximum für $clp = 0.063$ Abbildung 5.20(c) zuordnen und die Delle des weniger stark ausgeprägten Doppelmaximums Abbildung 5.20(e). Beide Umfangspositionen sind um 12.5 % der Statorteilung vom S1-Nachlaufzentrum entfernt, zeigen allerdings deutlich unterschiedliche ensemble-gemittelte Verläufe. Für $y/s = 0.188$ wird das Geschwindigkeitssignal durch die Statornachläufe nur wenig beeinflusst, während für $y/s = -0.063$ eine starke Deformati-

on auftritt. Diese Deformation führt zu erhöhten periodischen Geschwindigkeitsschwankungen und ist die Ursache für den maximalen RMS_p -Wert für $y/s = -0.063$. Vom Nachlaufzentrum ausgehend sind abnehmende y/s -Werte durch eine stärkere Interaktion der S1-Nachläufe mit der druckseitigen Rotorgrenzschicht bzw. dem druckseitig vom Rotor abströmenden Fluid gekennzeichnet, während zunehmende y/s -Werte eine stärkere saugseitige Interaktion andeuten. Auch bei der später behandelten Speichenradvariante treten zwei lokale Maxima des RMS_p -Wertes auf, wobei die bei der Rotorvariante beobachtete Doppelhöckerstruktur des schwächer ausgeprägten Maximums nicht in Erscheinung tritt. Somit lässt sich letztere auf die Interaktion der S1-Nachläufe innerhalb der Rotorpassage zurückführen, während das zweite Maximum im Wesentlichen durch angefachte periodische Fluktuationen in der Mischungsschicht zwischen S1-Nachlaufsegmenten und Kernströmung verursacht wird. Offenbar führt die Interaktion der S1-Nachläufe mit dem druckseitig abschwimmenden Rotorfluid zu einer stärkeren, aber enger begrenzten Interaktionszone, während das Zusammenwirken mit der saugseitigen Rotorgrenzschicht ein breiteres aber schwächer ausgeprägtes Interaktionsgebiet zur Folge hat. Die Doppelhöckerstruktur kommt durch die sich zeitlich vor der Rotornachlaufdelle, also in der Zone der von der Rotorsaugsseite abschwimmenden Fluidpartikel, formierende, in Abbildung 5.20(f) erkennbare Geschwindigkeitserhöhung zustande, die für $y/s > 0.313$ wieder abklingt. Diese Geschwindigkeitserhöhung führt weiterhin zu einer leichten Verlagerung des Rotor-Geschwindigkeitsdefekts, so dass für $y/s = 0.313$ Geschwindigkeit, TKE und Winkel bezüglich der im Rotornachlauf auftretenden Extrema in Phase sind. Für alle anderen Umfangspositionen tritt ein leichter Versatz zwischen der Geschwindigkeitsdelle und den Maxima von TKE und Strömungswinkel auf. Eine Phasenverschiebung in Abhängigkeit der cl_p tritt bei keiner der Strömungsgrößen auf.

Interessant ist die Tatsache, dass der Einfluss der S1-Nachläufe, je nach Umfangsposition, eine Dämpfung der Turbulenzintensität der Rotornachläufe zur Folge hat. Die Dämpfung ist dann besonders stark ausgeprägt, wenn die S1-Nachlaufsegmente mit der saugseitigen Rotorströmung interagieren (Abbildung 5.20(e) und Abbildung 5.20(f)). In diesem Fall führt die Überlagerung der erhöhten Einzel-Turbulenzintensitäten von Rotor und S1-Nachläufen somit nicht zu einer Erhöhung, sondern zu einer Verringerung der Gesamt-Turbulenzintensität. Offenbar führt die Vermischung der verlustbehafteten Nachläufe zu einer Erhöhung der Dissipationsrate ϵ und somit einer stärkeren Abnahme der Turbulenzintensität.

5.3 Einfluss des Clocking-Effektes auf die Stator 2-Nachlaufstruktur und das Verlustverhalten

Üblicherweise gilt das Hauptaugenmerk bei Clocking-Untersuchungen der Bestimmung des Wirkungsgradpotenzials und der Clocking-Position optimalen Wirkungsgrades. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit soll darüber hinaus ein grundlegendes Verständnis der auftretenden physikalischen Phänomene geliefert werden. Dabei spielen insbesondere die im Nachlauf von Stator 2 auftretenden Intensitäten der stochastischen und periodischen Fluktuationen, die bereits stromauf von Stator 2 eine Abhängigkeit von der Clocking-Position aufweisen, eine Rolle. Weiterhin lässt sich durch unterschiedliche Relativpositionierung der Statoren die Umlenkung des S2-Schaufelgitters beeinflussen. Diese und weitere Aspekte sollen im vorliegenden Kapitel genauer untersucht werden, wobei zunächst eine Beurteilung des Strömungsfeldes in beiden Raumrichtungen in der Messebene stromab von Stator 2 erfolgt.

5.3.1 Sekundärströmungseffekte

In Kapitel 5.1.2 und Kapitel 5.2.1 wurde gezeigt, dass in den Messebenen E1 und E2 in der Umgebung des Mittelschnitts Sekundärströmungen vernachlässigt werden können. Abbildung 5.21 und Abbildung 5.22 zeigen das Strömungsfeld stromab von Stator 2 in Messebene E3. Da der Einfluss der clp auf das Strömungsfeld sehr gering ist, ist die Darstellung der Ergebnisse für eine Clocking-Position ausreichend. Aufgrund einer gemäß der Auslegung starken Abnahme des Umlenk winkels für anwachsende h/H kommt es mit zunehmender Lauflänge stromab zu einer Verformung des geraden Nachlaufes der unverwundenen S2-Schau fel in Form einer Umlenkung des gehäusenahen Fluids in Richtung der S2-Saugseite. Dies wird beim Vergleich des durch die weiße Linie angedeuteten Verlaufes der S2-Geschwindigkeitsdelle mit der schwarzen gestrichelten Gerade, die der Nachlaufdelle von S1 in Messebene E1 entspricht (vgl. Abbildung 5.8), deutlich. Der Verlauf des S1-Geschwindigkeitsdefektes in E1 zeigt, trotz des über der Kanalhöhe variierenden Umlenk winkels, nur eine sehr geringe Abweichung von der Geraden, da die Lauflänge von der S1-Hinterkante in Strömungsrichtung mit ca. $0.9 C_{S1}$ gering ist; in Messebene E3 beträgt die Lauflänge von der S2-Hinterkante ca. $3.8 C_{S2}$ und es kommt zu einer deutlichen Verformung des S2-Nachlaufes.¹⁷ Zusätzlich treten insbesondere in Gehäusenähe ($h/H > 0.75$) deutliche Sekundärströmungen auf, die zu einer Minderumlenkung im Bereich des Kanalwirbels¹⁸ und somit einer zusätzlichen Verschiebung des S2-Nachlaufes führen. Die Haupteinflusszonen der Sekundärströmungen sind in Abbildung 5.21 als blaue

¹⁷In der Zwischen-Messebene E3* (halbe Lauflänge, nicht dargestellt) ist die Deformation dementsprechend noch deutlich geringer.

¹⁸Vergleiche hierzu die Erläuterungen in Kapitel 5.2.1.

Bereiche verminderter Strömungsgeschwindigkeit erkennbar. Aufgrund in Richtung der Nabe abnehmender statischer Drücke und zunehmender Geschwindigkeiten sind die in Nabennähe entstehenden Verluste im Geschwindigkeitsfeld nicht nachweisbar. Bei der Betrachtung des Totaldruckes sind die verlustbehafteten Zonen jedoch deutlich durch reduzierte Totaldrücke erkennbar (vgl. Abbildung D.1). Die in Wandnähe durch die Interaktion der stromab anwachsenden Grenzschichten, der überlagerten (instationären) Rotor- und Statornachläufe sowie der Sekundärströmungen generierten Verluste führen zu einem starken Anstieg der TKE in Nabennähe ($h/H < 0.25$) und Gehäusenähe ($h/H > 0.75$). Die Bereiche extrem erhöhter TKE sind in Abbildung 5.22 nicht dargestellt; Ausläufer dieser Zonen sind als rote Regionen insbesondere für $h/H > 0.75$ erkennbar. Trotz der im Vergleich zu den stromauf liegenden Messebenen deutlich verstärkten Sekundärströmungseffekte sind diese im Bereich $0.3 < h/H < 0.70$, also etwa über 40 % der Schaufelhöhe, vernachlässigbar.¹⁹

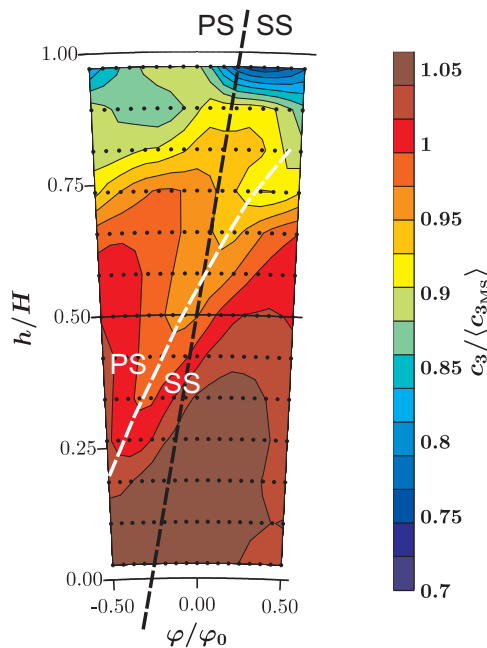


Abb. 5.21: Normierte Absolutgeschwindigkeit stromab von S2 ($clp = -0.375$, FLS, 2D)

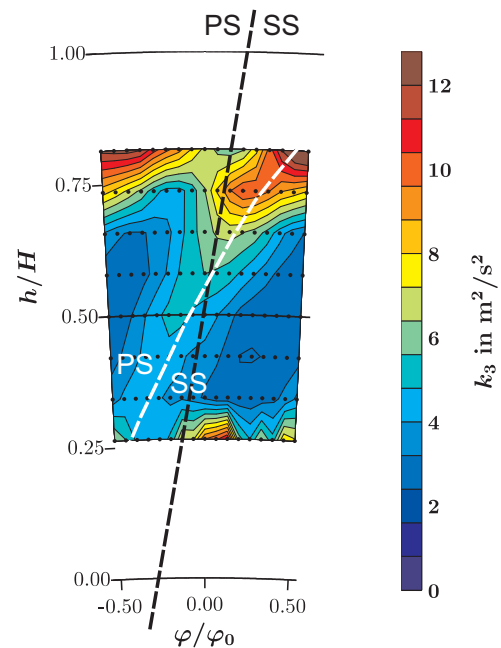


Abb. 5.22: TKE stromab von S2 ($clp = -0.375$, x-Draht, 2D)

¹⁹Die Messungen von Profilverlust und Umlenkwinkel auf zwei um 10 % der Kanalhöhe vom Mittelschnitt versetzten radialen Schnitten zeigen die gleiche clp -Abhängigkeit wie auf dem Mittelschnitt; somit ist der Einfluss des über der Kanalhöhe auftretenden Geschwindigkeitsgradienten im Bereich $0.4 < h/H < 0.6$ vernachlässigbar.

5.3.2 Turbulente und periodische Fluktuationen stromab von Stator 2 (Mittelschnitt)

In Kapitel 5.2.2 wurde gezeigt, dass bereits stromauf von Stator 2 eine Abhängigkeit der Strömungsgrößen und insbesondere der instationären Fluktuationen von der Clocking-Position auftritt. Diese Abhängigkeit beeinflusst zum einen direkt die Größen stromab von S2 und führt zum anderen, je nach clp , zu einem veränderten S2-Grenzschichtverhalten (vgl. Kapitel 5.4), was indirekt wieder eine Beeinflussung der Strömungsgrößen stromab von S2 zur Folge hat. Sowohl die periodischen als auch die stochastischen Fluktuationen spielen in diesem Zusammenhang eine wichtige Rolle, da die in der Schwankungsbewegung enthaltene Energie der Hauptströmung verloren geht.

In Abbildung 5.23(a) ist die zeitgemittelte TKE für ausgewählte clp über der Statorteilung dargestellt. Die für Schaufelnachläufe typische Doppelhöckerstruktur ist nur im Ansatz erkennbar, da Mischungsvorgänge im Nachlauf von S2 zu einer Glättung der Verläufe führen. Betrachtet man die näher an der S2-Hinterkante gelegene Zwischenmessebene E3* (nicht dargestellt), so ist im Verlauf der TKE noch eine ausgeprägte Doppelhöckerstruktur erkennbar. In beiden Messebenen tritt das absolute Maximum für alle clp druckseitig (negative y/s) von S2 auf, obwohl in der saugseitigen Grenzschicht von S2 stärkere stochastische Fluktuationen generiert werden (vgl. Kapitel 5.4.2). Die Ursache für dieses Verhalten liegt in der S2-Eintrittsrandbedingung begründet und ist in Abbildung 5.18(a) erkennbar: Für kleine negative y/s treten in Messebene E2 für alle clp größere Werte der TKE auf als für kleine positive y/s . Die Integralwerte der TKE stromab von S2 zeigen einen ähnlichen Verlauf wie in Messebene E2: Die clp maximaler TKE stimmen in Abbildung 5.18(b) und Abbildung 5.23(b) überein und das in Abbildung 5.18(b) eindeutig erkennbare Minimum liegt in der Mitte der Plateau-ähnlichen Region reduzierter integraler TKE-Werte in Abbildung 5.23(b). Offenbar ist die Turbulenzproduktion in Abhängigkeit der clp stromauf von Stator 2 dominant gegenüber der Turbulenzproduktion innerhalb der Grenzschicht von Stator 2.²⁰ Die Variation (Maximalwert zu Minimalwert) von $\langle k_3 \rangle$ bezogen auf den Mittelwert beträgt ca. 13 %.

Die Intensität der durch Gleichung (4.22) definierten periodischen Fluktuationen ist in Abbildung 5.24 dargestellt. Die Kurven der lokalen Werte in Abbildung 5.24(a) zeigen deutlich die Anfachung der periodischen Bewegung innerhalb der druck- und saugseitigen S2-Grenzschicht, die sich in einem Doppelmaximum manifestiert. Hinsichtlich dieses Amplifikationsprozesses weisen Druck- und Saugseite eine gegenläufige Tendenz auf, wie in Abbildung 5.34 deutlich wird. Die Übereinstimmung der Positionen der Minima und Maxima der in Abbildung 5.24(b) und Abbildung 5.34(a) dargestellten Integralwerte macht deutlich, dass der Beitrag der saugseitigen

²⁰Diese Vermutung wird in Kapitel 5.4.2 bestätigt.

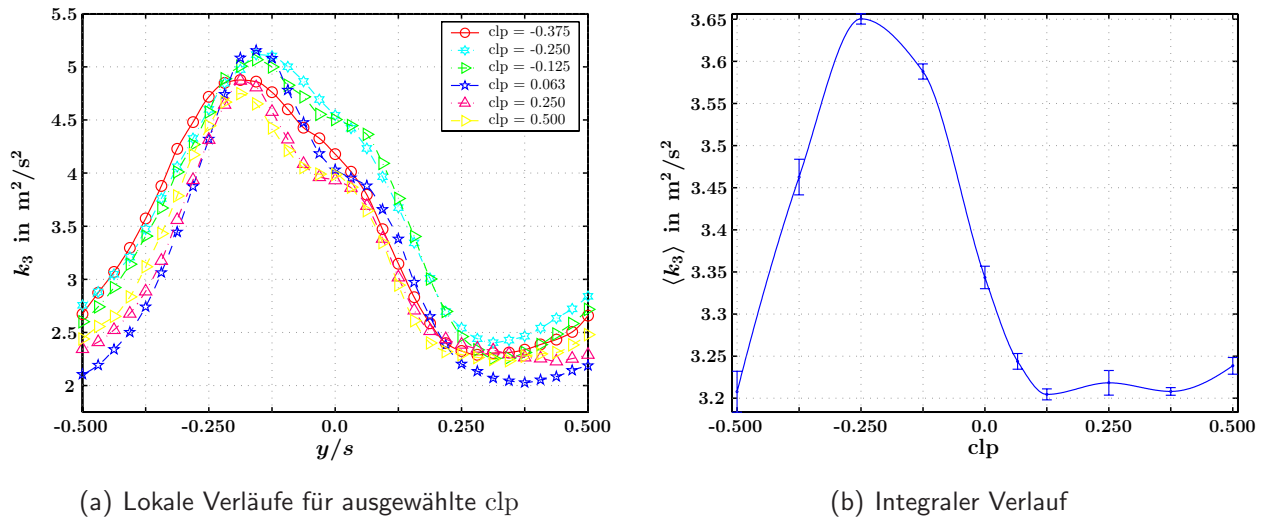


Abb. 5.23: Turbulente kinetische Energie stromab von S2 (x-Draht, Mittelschnitt)

Grenzschicht zum Integralwert stromab von Stator 2 dominant ist. Die in Abbildung 5.24(a) dargestellten lokalen Verläufe ergeben sich als Superposition der innerhalb der Grenzschicht auftretenden periodischen Schwankungen und der lokalen Stärke der periodischen Fluktuationen stromauf von S2 nach Abbildung 5.19. Dadurch kommt es, relativ zur S2-Hinterkante, in Abhängigkeit der clp zu einem Wechsel des absoluten RMS_p -Maximums zwischen Druck- und Saugseite. Der resultierende Integralwert der periodischen Schwankungen in Abbildung 5.24(b) zeigt eine sehr starke Abhängigkeit von der Clocking-Position, mit einem Maximalwert bei $\text{clp} = -0.375$ und einem Minimalwert bei $\text{clp} = 0.0$.

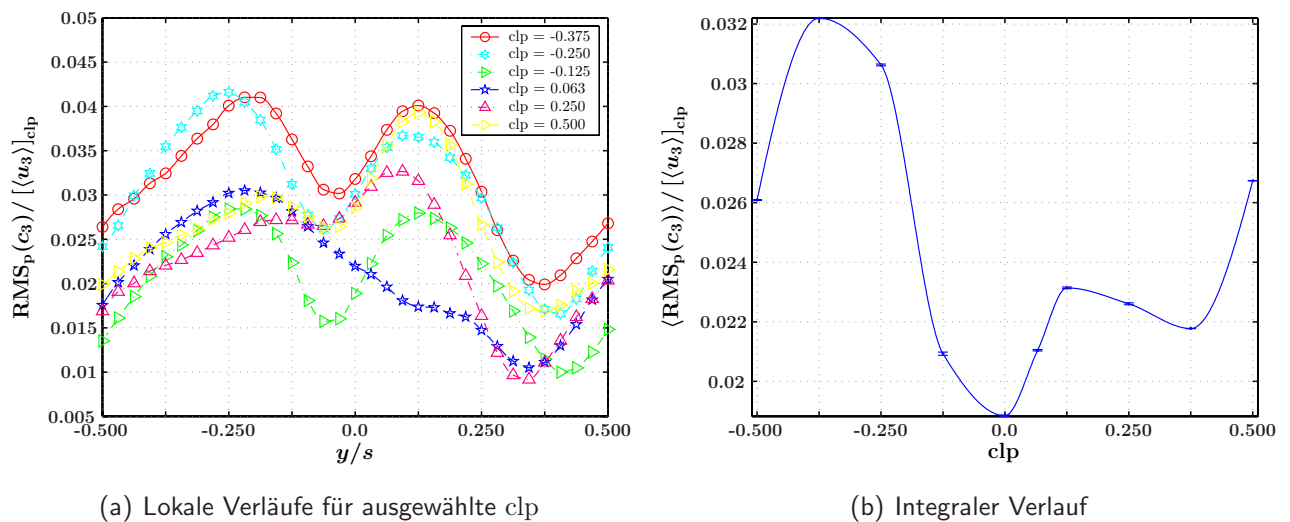


Abb. 5.24: Normierte periodische Instationarität stromab von S2 (x-Draht, Mittelschnitt)

5.3.3 Profilverlust an Stator 2 (Mittelschnitt)

Betrachtet man das an der Versuchsturbine anliegende geringe Druckverhältnis und die niedrigen vorliegenden Machzahlen, so wird deutlich, dass eine glaubhafte thermodynamische Messung der durch die clp verursachten Wirkungsgradschwankungen nicht möglich ist. Auf diese Problematik wird in Kapitel 5.5.1 näher eingegangen. Im Gegensatz zur Messung des thermodynamischen Wirkungsgrades ist eine Messung des Profilverlustes mit einer sehr hohen Genauigkeit möglich. Diese erlaubt indirekt über ein geeignetes Modell (vgl. Kapitel 5.5) eine Abschätzung des Wirkungsgradpotenzials durch Clocking. Somit ist die Messung des Profilverlustes ein wichtiger Bestandteil der vorliegenden Untersuchung und rechtfertigt den für die erforderliche Messgenauigkeit hohen Messaufwand (vgl. Kapitel 4.2.3). Zur Überprüfung eines etwaigen Einflusses der Sondenposition wurden Messungen in zwei verschiedenen Messebenen durchgeführt: 30 mm stromab von S2 in Messebene E3* (nicht dargestellt) und 60 mm stromab von S2 in Messebene E3. Beide Messungen zeigen bezüglich der Integralverläufe²¹ ein übereinstimmendes Verhalten, so dass der Einfluss der Sondenposition stromab von S2 vernachlässigt werden kann.

In Abbildung 5.25 ist der lokale, nach Gleichung (4.13) definierte Totaldruck-Verlustbeiwert für alle 10 vermessenen clp dargestellt. Abbildung 5.25(a) zeigt dabei die clp , bei denen der S1-Nachlauf druckseitig von S2 auftritt (negative clp). Man erkennt, dass in diesem Fall der S1-Nachlauf im Wesentlichen mit der S2-Druckseite (negative y/s) interagiert, was sich im Bereich negativer y/s -Werte in gegenüber $clp = 0.0$ erhöhten Werten manifestiert. Maximale Verluste treten dabei für $clp = -0.25$ im Bereich $y/s < -0.25$ auf. Saugseitig von S2 (positive y/s) liegen die Kurven für negative clp bis zum Punkt $y/s \approx 0.25$ sehr eng beieinander, da im betrachteten Bereich nur eine geringe Interaktion der S1-Nachläufe mit der S2-Grenzschicht auftritt.

Abbildung 5.25(b) zeigt die clp , für die die S1-Nachlaufsegmente saugseitig von S2 auftreffen (positive clp). In diesem Fall ist sowohl für positive als auch für negative y/s eine deutliche Abhängigkeit von der clp erkennbar. Obwohl die S1-Nachläufe tendenziell saugseitig entlang der S2-Schaufeln konvektieren, führt die Trägheit der Fluidpartikel und die starke Umlenkung in der S2-Schaufelpassage im hinteren Bereich der S2-Druckseite für $clp = 0.25$ bis $clp = 0.5$ zu einer Interaktion der S1-Nachläufe mit der druckseitigen S2-Grenzschicht (negative y/s). Mit zunehmender Annäherung der S1-Nachläufe an die S2-Druckseite (ansteigende clp) kommt es erwartungsgemäß zu einer stärkeren Interaktion und somit einem Anstieg der Verluste. Für $clp = 0.0$ bis $clp = 0.125$ ist dieser Effekt vernachlässigbar, da die S1-Nachläufe sehr nahe der S2-Saugseite konvektieren und es nur zu einer sehr geringen Interaktion mit der S2-Druckseite

²¹Bezüglich der lokalen Verläufe ergeben sich in Ebene E3* aufgrund der weniger stark fortgeschrittenen Vermischung enger begrenzte, deutlicher ausgeprägte Verlustzonen.

kommt. Für positive y/s bis hin zu $y/s \approx 0.3$ (der Schnittpunkt aller sechs Kurven) treten die größten Verluste dann auf, wenn die S1-Nachläufe nahe der S2-Vorderkante auftreffen ($clp = 0.063$ und $clp = 0.0$).

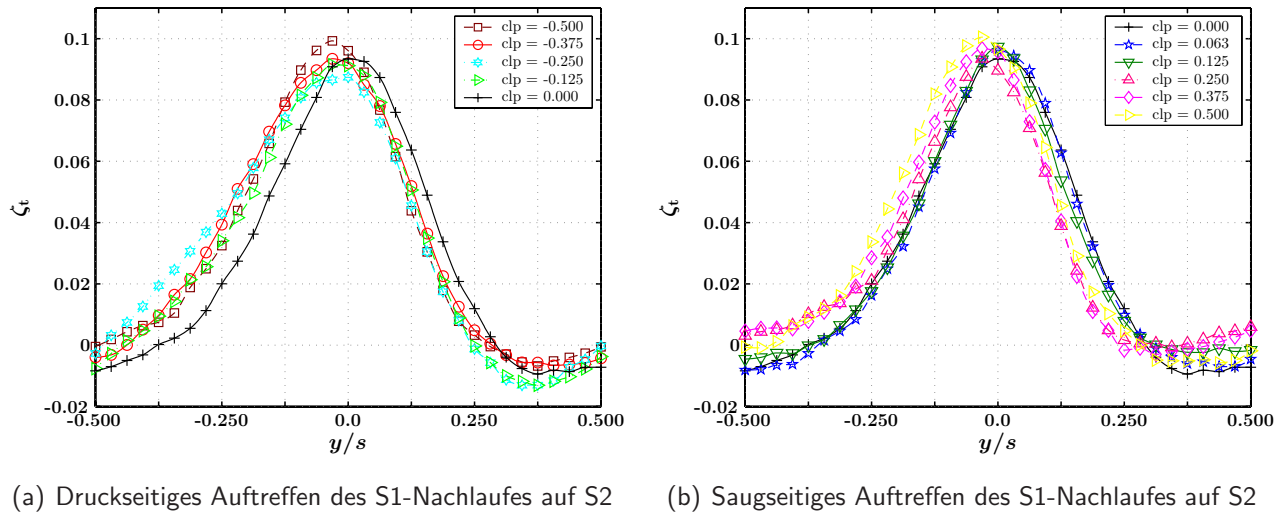


Abb. 5.25: Lokaler Totaldruck-Verlustbeiwert an Stator 2 (FLS, Mittelschnitt)

Unabhängig vom Auftreffpunkt der S1-Nachläufe zeigen sowohl die Position als auch die Intensität des maximalen Totaldruckverlustes eine Abhängigkeit von der clp . Das ausgeprägteste Maximum tritt dann auf, wenn die Interaktion zwischen S1-Nachlauf und S2-Grenzschicht minimal ist ($clp = \pm 0.5$) und das schwächste Maximum für $clp = -0.25$. Diese Beobachtung wird durch die Überlagerung zweier Effekte hervorgerufen: die Dicke der Grenzschicht an der S2-Hinterkante und die dadurch verursachten Mischungsverluste sowie die innerhalb der Grenzschicht generierten Profilverluste. Der Versatz der Position des Maximums wird durch einen von der clp abhängigen Umlenkwinkel hervorgerufen (vgl. Kapitel 5.3.4), der sich für $|clp| > 0.0$ in einem Versatz des Maximums in Richtung der S2-Druckseite äußert. Betrachtet man die Randregionen im Bereich $y/s \approx \pm 0.5$, so erwartet man maximale Verluste dann, wenn diese Regionen unter dem direkten Einfluss der S1-Nachläufe stehen ($clp = \pm 0.5$), und minimale Verluste, wenn die S1-Nachläufe im Bereich der S2-Vorderkante auftreffen. Die erkennbaren Abweichungen von diesem Verhalten werden zum einen durch die Abhängigkeit des Umlenk winkels von der clp hervorgerufen, die zu einer Verdrängung der S1-Nachläufe in Richtung negativer y/s führt, und zum anderen durch die Umverteilung des S1-Nachlauffluids innerhalb der Rotorpassage verursacht. Negative ζ_t -Werte in den Randbereichen ($y/s \approx \pm 0.5$) kommen dadurch zustande, dass die stromab von S2 lokal auftretenden Totaldrücke Werte annehmen, die größer sind als der teilungsgemittelte Totaldruck stromauf von S2.

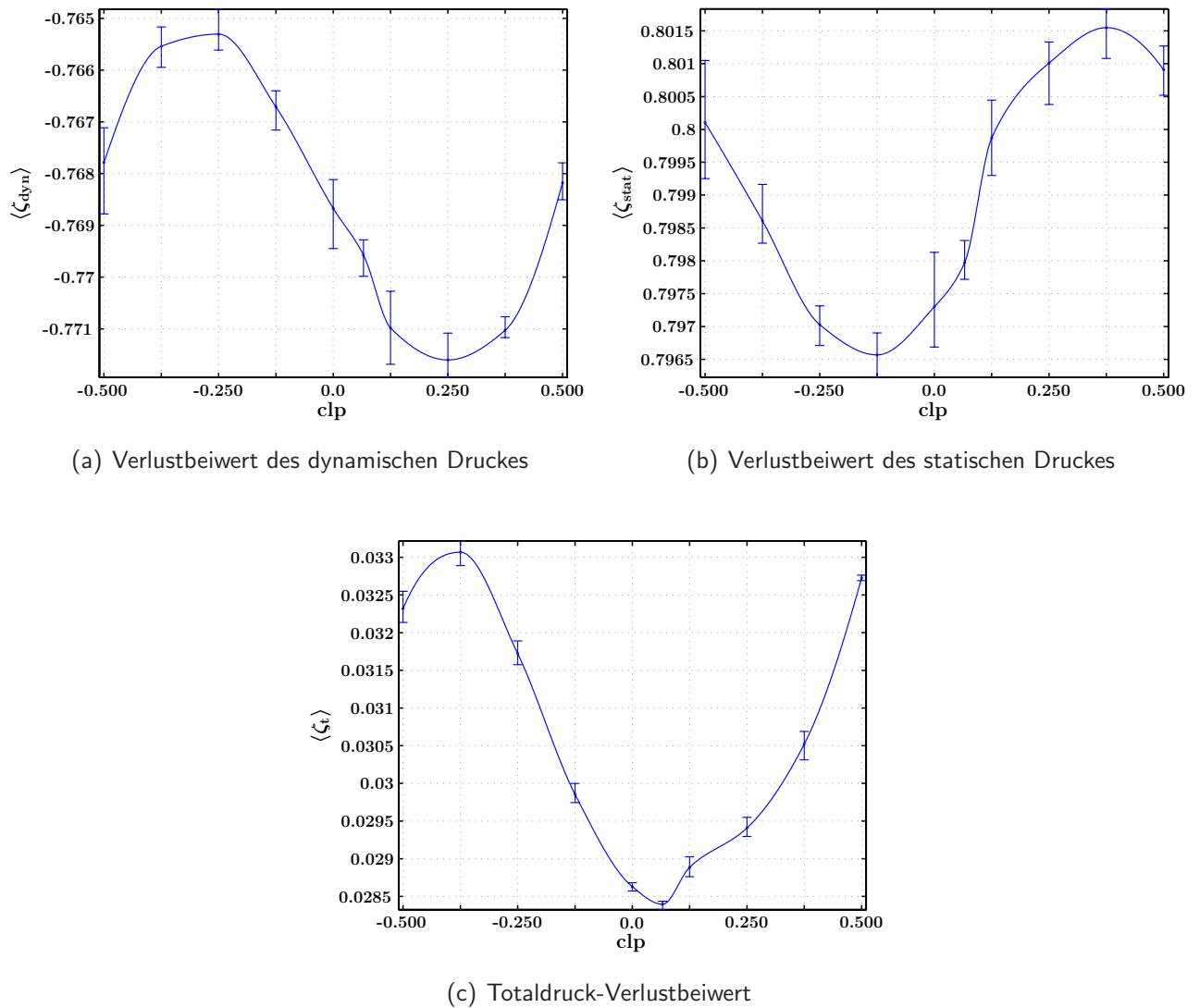


Abb. 5.26: Integrale Verlustbeiwerte an Stator 2 nach Gleichungen (4.13), (4.14) und (4.15) (FLS, Mittelschnitt)

Betrachtet man die teilungsgemittelten Werte des Totaldruck-Verlustbeiwertes in Abbildung 5.26(c), so ist ein Verlustmaximum für $\text{clp} = -0.375$ und ein Verlustminimum für $\text{clp} = 0.063$ erkennbar. Trotz der sehr geringen Abhängigkeit des Totaldruckverlustes von der clp zeigt sich aufgrund des in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Vorgehens bei der Messung eine hervorragende Reproduzierbarkeit. Die relative Änderung von $\langle \zeta_t \rangle$ bezogen auf den Mittelwert von $[\langle \zeta_t \rangle]_{\text{clp}} = 0.0306$ beträgt ca. 15 %. Diese Änderung im Totaldruckverlust entspricht einem Clocking-Potenzial von ca. 0.5 %-Punkten (vgl. Kapitel 5.5), was in der Größenordnung der gemäß der Vorauslegung erwarteten Werte liegt.

Eine genauere Analyse der auftretenden Verlustmechanismen wird durch die Separierung des Totaldruck-Verlustbeiwertes in einen statischen (Gleichung (4.15)) und einen dynamischen Anteil (Gleichung (4.14)) möglich. Abbildung 5.26(a) und Abbildung 5.26(b) zeigen die zugehörigen integralen Verläufe, deren Überlagerung zum bereits diskutierten Totaldruck-Verlustbeiwert in Abbildung 5.26(c) führt. Die Werte von ζ_{dyn} sind negativ, da, aufgrund der Beschleunigung innerhalb der S2-Passage, die kinetische Energie in x -Richtung zunimmt. Die clp minimaler und maximaler Änderung der kinetischen Energie der Hauptströmung treten, in Übereinstimmung mit den Minima und Maxima der TKE in Abbildung 5.23(b), für $\text{clp} = -0.25$ und $\text{clp} = 0.25$ auf. Der Energieaustausch zwischen der kinetischen Energie der Hauptströmung und der kinetischen Energie der Turbulenz erfolgt über den Turbulenz-Produktionstensor

$$P_{ij} = - \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \right). \quad (5.2)$$

Im vorliegenden Fall kommt es somit über den turbulenten Produktionsterm zu einem Energietransport von der Hauptströmung in die turbulente Schwankungsbewegung. Dieser Mechanismus ist eine der wesentlichen Ursachen für die Abhängigkeit des Totaldruckverlustes von der Clocking-Position. Die Turbulenzproduktion erfolgt dabei im Wesentlichen bereits stromauf von Stator 2 (vgl. Kapitel 5.3.2).

Der Einfluss der clp auf die Änderung des statischen Druckes ist in Abbildung 5.26(b) dargestellt. Da die Genauigkeit bei der Erfassung des statischen Druckes mittels Fünflochsonden geringer ist als bei der Messung des Totaldruckes, ergeben sich im Vergleich zu Abbildung 5.26(c) deutlich breitere Fehlerbalken, die sich auch im dynamischen Anteil in Abbildung 5.26(a) widerspiegeln. Trotzdem ist der Trend der Kurve deutlich erkennbar: Die geringste Änderung des statischen Druckes tritt für $\text{clp} = -0.125$ und die größte Änderung für $\text{clp} = 0.375$ auf. Die Charakteristik der Kurve zeigt dabei eine gute Übereinstimmung mit der Größe der Ablöseblase:²² Je kleiner die Blase, umso geringer ist die Änderung des statischen Druckes. Dieses Verhalten wird durch zwei unterschiedliche Mechanismen verursacht. Zum einen führt eine kleinere Ablöseblase zu reduzierten Verlusten, und zum anderen kommt es durch die Verdrängungswirkung der Ablöseblase zu einer größeren Beschleunigung innerhalb der S2-Passage und somit einer Energieübertragung vom Budget der potentiellen Energie in das Budget der kinetischen Energie. Letzterer Effekt ist dabei nicht als Verlust zu werten.

Betrachtet man die absoluten Änderungen von dynamischem und statischem Druck in Abhängigkeit der clp , so zeigen sich ähnliche Werte. Offenbar sind die Verluste durch eine Vergrößerung der Ablöseblase und eine Erhöhung der turbulenten Produktion von gleicher Größenordnung. Ein dritter Mechanismus, der zu einer Änderung des Totaldruckverlustes führt, ist die Variation der Stärke des Integralwertes der periodischen Fluktuationen stromab

²²Das Verhalten der Ablöseblase wird in Kapitel 5.4 detailliert untersucht.

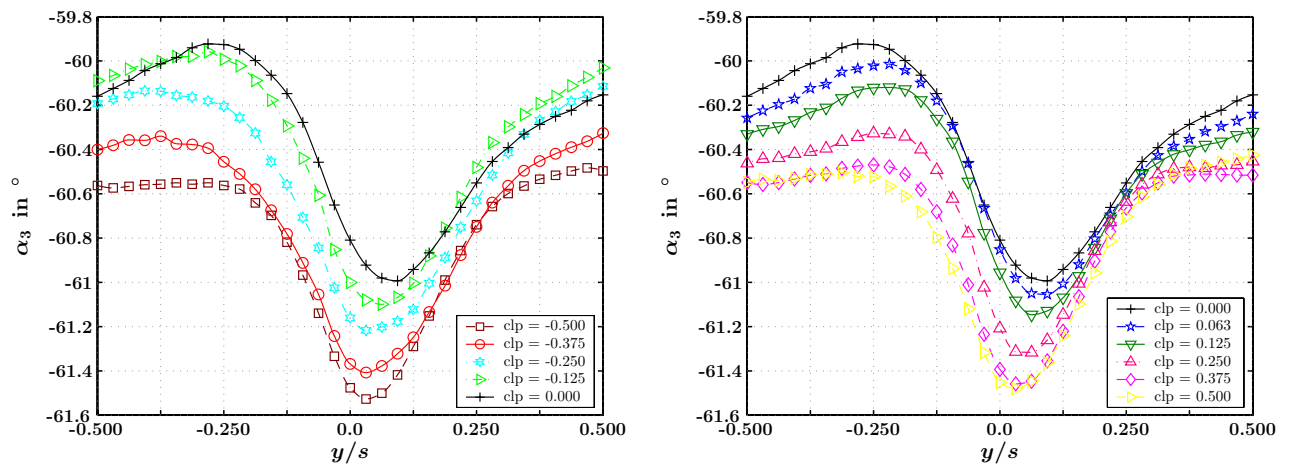
von S2. Die in der periodischen Schwankungsbewegung enthaltene Energie stellt für die Hauptströmung einen Verlust dar, was durch die Tatsache bestätigt wird, dass die Position des RMS_p -Maximums mit der clp maximalen Totaldruckverlustes übereinstimmt (vgl. Abbildung 5.24(b) und Abbildung 5.26(c)). Weiterhin liegen die Minima der Kurven eng beieinander. Dies legt die Vermutung nahe, dass die Variation der Stärke der periodischen Fluktuationen den Hauptverlustmechanismus darstellt.

5.3.4 Abströmwinkel von Stator 2 (Mittelschnitt)

Abbildung 5.27 zeigt die Entwicklung des Strömungswinkels in Umfangsrichtung stromab von S2 in Abhängigkeit der clp .²³ Bei den lokalen Verläufen (Abbildung 5.27(a) und Abbildung 5.27(b)) ist eine geschichtete Anordnung der Einzelkurven, mit den größten auftretenden Werten für $clp = 0.0$, erkennbar. Für ansteigende $|clp|$ nimmt der Strömungswinkel über weite Bereiche der Statorteilung ab, und die Position maximaler Umlenkung (kleinster α -Winkel) verschiebt sich in Richtung der S2-Druckseite (Richtung negativer y/s). Dieses Verhalten ist für positive und negative clp näherungsweise symmetrisch und führt zu minimalen integralen Strömungswinkeln (maximale Umlenkung) für $clp = \pm 0.5$. Entsprechend stellt sich für $clp = 0.0$ die minimale Umlenkung ein (vgl. Abbildung 5.27(c)). Die saugseitige Überumlenkung und die druckseitige Minderumlenkung in Abbildung 5.27(a) und Abbildung 5.27(b) sind auf die für Nachlaufströmungen von Schaufelprofilen typischen Ausgleichsströmungen zurückzuführen.

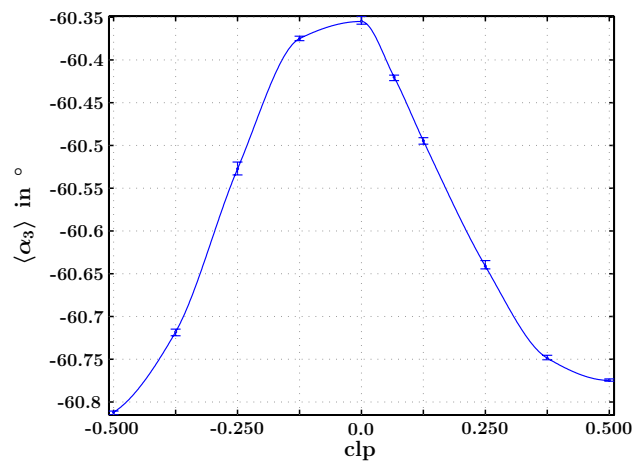
Die durch die genannten Vorgänge verursachte Differenz zwischen minimalem und maximalem Abströmwinkel in Abbildung 5.27(c) beträgt ca. 0.44° . Diese Abhängigkeit von der clp stellt neben der Abhängigkeit des Profilverlustes ein entscheidendes Kriterium für den Auslegungsprozess dar: In mehrstufigen Turbomaschinen beeinflusst ein veränderter Zuströmwinkel den Arbeitsumsatz der stromab liegenden Stufe; weiterhin führen Inzidenzwinkel zu Stoßverlusten an der Schaufelvorderkante. Durch Kenntnis der physikalischen Vorgänge lassen sich beide Effekte bei der Auslegung berücksichtigen. Inwieweit die Abhängigkeit des Umlenkungswinkels den Arbeitsumsatz einer stromab liegenden Stufe quantitativ beeinflusst, wird in Kapitel 5.5.3 diskutiert.

²³Wie bei der Profilverlustmessung ist der Einfluss der Sondenposition in x -Richtung vernachlässigbar. Auch zeigt sich bezüglich des integralen Verlaufs des α -Winkels eine sehr gute Übereinstimmung mit der Kreuzdrahtmessung.



(a) Lokaler Strömungswinkel (druckseitiges Auftreffen)

(b) Lokaler Strömungswinkel (saugseitiges Auftreffen)



(c) Integraler Strömungswinkel

Abb. 5.27: Strömungswinkel α stromab von S2 (FLS, Mittelschnitt)

5.4 Beeinflussung der Grenzschicht von Stator 2 durch Clocking

Das Hauptpotenzial zur Wirkungsgradsteigerung durch Stator-Clocking liegt in der Reduzierung des Profilverlustes des stromab der geclockten Schaufelreihe liegenden Stators. Bereits im stationären Fall ohne periodische Nachläufe lässt sich dabei eine Änderung des Profilverlustes in Abhängigkeit der Clocking-Position beobachten (vgl. HEINKE [67]). Im Fall einer realen Turbine kommt es durch die zusätzliche Interaktion der stromauf generierten Rotornachläufe und der zerhackten S1-Nachlaufsegmente mit der Grenzschicht von S2 zu wesentlich komplexeren Grenzschicht-Interaktionsmechanismen. Diese lassen sich anhand von Weg-Zeit-Diagrammen

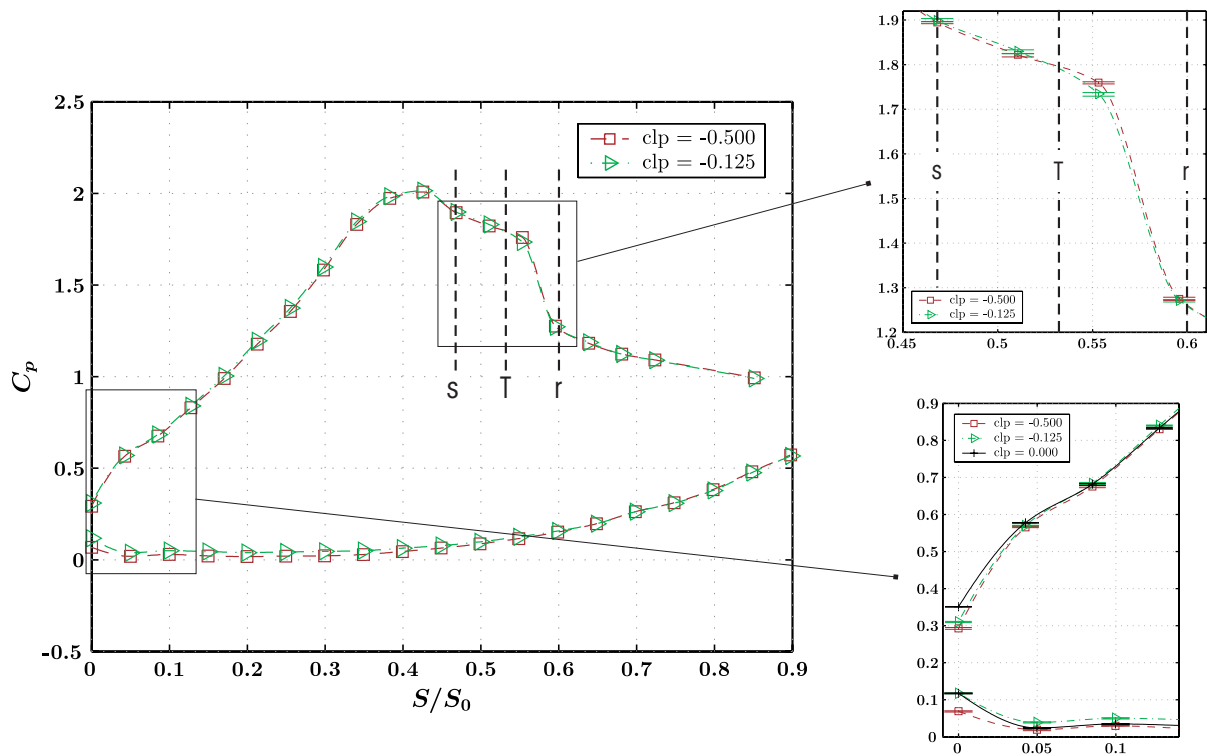
analysieren, wobei der Quasi-Wandschubspannung und der daraus abgeleiteten statistischen Momente eine besondere Bedeutung zukommt. Das Hauptaugenmerk der vorliegenden Untersuchung liegt auf der Analyse des Grenzschichtgeschehens entlang der S2-Saugseite, da dort, aufgrund der höheren Strömungsgeschwindigkeit, der Hauptanteil der Verluste generiert wird. Weiterhin ist für die vorliegende Arbeit besonders das Verhalten der auf der Saugseite auftretenden Ablöseblase von Interesse: Zum einen beeinflusst die Größe des Ablösegebietes wesentlich die Verlustentstehung, und zum anderen ermöglichen genaue Aussagen über den Grenzschichtzustand eine Validierung von numerischen Berechnungsverfahren für den komplexen Fall transistionaler Strömungen.

Im Folgenden soll neben der instationären Analyse auch eine ausführliche Darstellung der zeitgemittelten OHF-Messdaten erfolgen, da sich diese zur Bewertung integraler Größen, insbesondere im Hinblick auf den Vergleich mit pneumatisch gemittelten Messdaten, besser eignen. Weiterhin erlauben die zeitlich gemittelten OHF-Größen einen direkten Vergleich mit den Ergebnissen der Stator-Stator-Variante.

5.4.1 Verteilung des statischen Druckes

Der nach Gleichung (4.16) definierte Druckbeiwert C_p weist für Hochauftriebsprofile typische Werte auf und ist in Abbildung 5.28 in Abhängigkeit der Clocking-Position dargestellt. Zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit wurden drei Messungen durchgeführt, deren Streuung durch Fehlerbalken angegeben ist. Aufgrund der sehr hohen Messgenauigkeit sind im Bereich der Schaufelvorderkante und der Ablöseblase geringe Abhängigkeiten von der Clocking-Position nachweisbar. Für $clp = 0.0$ tritt an der Vorderkante der minimale gemessene Druck auf, was hauptsächlich durch den S1-Geschwindigkeitsdefekt hervorgerufen wird (vgl. Abbildung 5.16): Je näher der Auftreffpunkt der S1-Nachläufe an der S2-Vorderkante liegt, umso geringer sind die auftretenden Drücke. Einen weiteren, aber deutlich schwächer ausgeprägten Einflussparameter stellt der in Abhängigkeit der von der clp um ca. 0.23° variierende integrale S2-Zuströmwinkel dar (vgl. Abbildung 5.15(b)).

Trotz der begrenzten räumlichen Auflösung der Druckmessbohrungen ist das für Ablöseblasen typische Plateau mit sich anschließendem starken Druckanstieg erkennbar (vgl. Kapitel 2.2.2). Dieser Bereich ist in Abbildung 5.28 zusätzlich vergrößert dargestellt und zeigt eine in Abhängigkeit der clp variierende Länge der Ablöseblase. Für $clp = -0.125$ ergibt sich im turbulenten Bereich der abgelösten Scherschicht der maximale sich an das Plateau anschließende Druckgradient und somit die kürzeste Ablöseblase, während für $clp = \pm 0.5$ die längste Ablöseblase auftritt. Sowohl die Position als auch die Länge der Blase stimmen mit der von MTU Aero Engines durchgeführten Auslegung und mit den in den folgenden Kapiteln


 Abb. 5.28: C_p -Verteilung an Stator 2 für verschiedene clp (ROV, Nennbetriebspunkt)

präsentierten OHF-Messungen überein. Auch die Tendenz einer sich verkürzenden Ablöseblase für die clp , bei denen die S1-Nachläufe in der Nähe der S2-Vorderkante auftreten, wird durch die OHF-Messungen bestätigt. Die sich aus beiden Messverfahren ergebenden wichtigen Positionen Ablösepunkt s ($S/S_0|_s \approx 0.468$), Umschlagpunkt²⁴ T ($S/S_0|_T \approx 0.532$) und Wiederanlegepunkt r ($S/S_0|_r \approx 0.6$) sind als Mittelwerte über alle clp durch vertikale gestrichelte Linien gekennzeichnet.

Eine Größe, die sich direkt aus der statischen Druckverteilung berechnen lässt, ist der nach Gleichung (2.10) definierte Beschleunigungsparameter AC . Betrachtet man dessen Verlauf in Abbildung 5.29²⁵, so erkennt man, dass auf der S2-Saugseite im Bereich $0 < S/S_0 < 0.35$ aufgrund der hohen Beschleunigung ($AC > 3 \cdot 10^{-6}$, vgl. Kapitel 2.2.1) keine Generierung von Turbulenzflecken und somit kein laminar-turbulenter Umschlag auftreten kann. Analog führt die hohe Beschleunigung auf der Druckseite im Bereich $S/S_0 > 0.20$ zu einer Dämpfung von in die Grenzschicht eingebrachten Fluktuationen und somit zu Relaminarisierungstendenzen. Diese Aussagen sind insbesondere bei der Interpretation der instationären Weg-Zeit-Diagramme zu beachten.

²⁴Der zeitlich mittlere Umschlagpunkt wird definiert durch das im zeitlichen Mittel auftretende RMS-Maximum gemäß Abbildung 5.31(a).

²⁵Die gestrichelte horizontale Linie entspricht $AC = 3 \cdot 10^{-6}$.

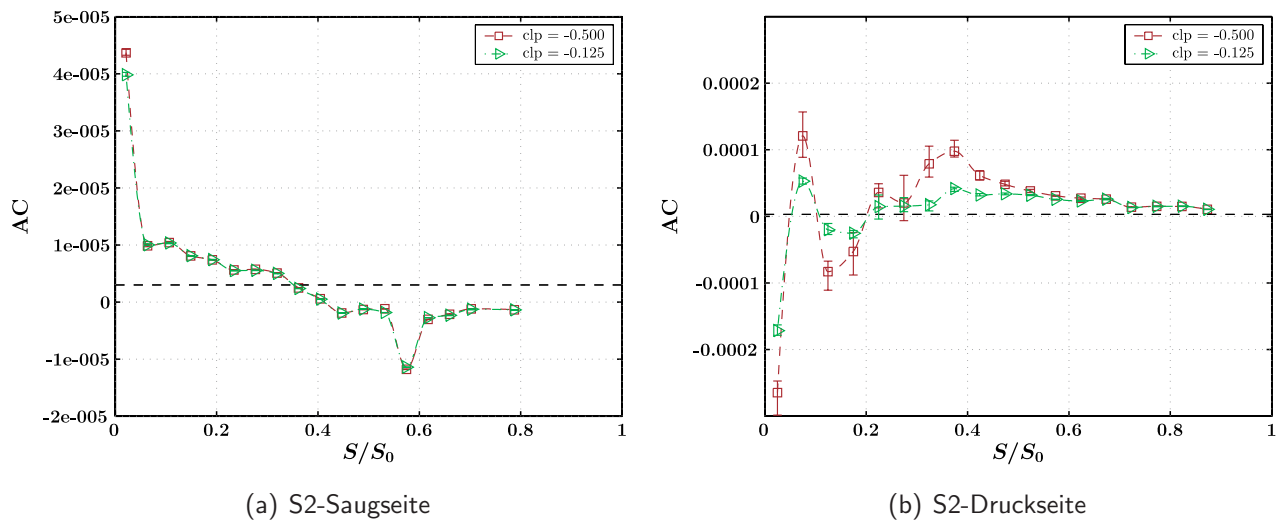


Abb. 5.29: Beschleunigungsparameter an Stator 2

5.4.2 Zeitgemittelte OHF-Messdaten

Die zeitgemittelten, über die OHF gewonnenen Messdaten lassen, wie die statische Druckverteilung, eine Aussage über den im zeitlichen Mittel vorliegenden Grenzschichtzustand zu. Dabei ermöglichen die höhere räumliche Auflösung der OHF und die zusätzlich gewonnen Messgrößen eine genauere Aussage über den lokalen Zustand der Grenzschicht. Zur Untersuchung des Einflusses der Clocking-Position erfolgt ein Vergleich der clp , für die das Verlustminimum und das Verlustmaximum auftreten ($clp = 0.063$ und $clp = -0.375$), sowie der clp die durch die kürzeste und die längste Ablöseblase charakterisiert sind ($clp = -0.125$ und $clp = \pm 0.5$). Auf eine Darstellung der Fehlerbalken wird aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet.²⁶ Wie für die statische Druckverteilung sind Ablösepunkt (s), Umschlagpunkt (T) und Wiederanlesepunkt (r) im Mittel für alle clp als vertikale gestrichelte Linien angedeutet. Zur Darstellung der Messgrößen erfolgt eine Überlagerung der Ergebnisse jeweils zweier Schaufeln (vgl. Kapitel 4.2.5), indem für jede Schaufel eine kubische Interpolation der Messpunkte entlang der Schaufelkoordinate durchgeführt wird und die beiden resultierenden Kurven gemittelt werden. Dadurch werden geringe Unterschiede im Niveau unterschiedlicher Statorteilungen, die in der überlagerten Darstellung zu unphysikalischen Schwingungen führen würden, eliminiert.

Abbildung 5.30 zeigt die Quasi-Wandschubspannung entlang der S2-Saugseite für die ausgewählten Clocking-Positionen. Die wesentlichen Charakteristika der Kurve entsprechen dabei

²⁶Bei der Überprüfung der Reproduzierbarkeit anhand von drei Messdurchgängen zeigt sich, dass die auftretende maximale Streuung deutlich geringer ist als die durch die clp verursachten Unterschiede.

der stationären Stator-Stator-Variante. Für den laminaren Bereich der Grenzschicht ist die Wandschubspannung für die ebene Platte von der Größenordnung

$$\tau_w \sim \mu \frac{c_e}{\delta}, \quad (5.3)$$

was in dimensionsloser Form unter Berücksichtigung der Definition der Grenzschichtdicke (vgl. SCHLICHTING [144]) zu folgender dimensionsloser Beziehung führt:

$$\frac{\tau_w}{\rho c_e^2} \sim \sqrt{\frac{\mu}{\rho c_e S}} = \frac{1}{\sqrt{\text{Re}_S}}. \quad (5.4)$$

Einige hilfreiche Beziehungen zur Interpretation der Entwicklung der turbulenten Wandschubspannung entlang der Schaufeloberfläche gibt HOURMOUZADIS [76]. Ähnlich der Betrachtungen von POHLHAUSEN für die laminare Grenzschicht wird dabei ein Ansatz von BURI für den turbulenten Fall verwendet, dem folgende Definition für die Wandschubspannung zugrunde liegt:

$$\frac{\tau_w}{\rho c_e^2} = \frac{\beta}{\text{Re}_{\delta_2}^{1/4}}. \quad (5.5)$$

Für den Fall konstanter Dichte und Viskosität lässt sich folgende Beziehung angeben (die Konstante β sowie die Dichte und die Viskosität sind in der Konstante C zusammengefasst):

$$\tau_w \sim C \frac{c_e^{7/4}}{\delta_2^{1/4}}. \quad (5.6)$$

Somit nimmt die Wandschubspannung mit zunehmender Grenzschichtdicke ab²⁷ und mit zunehmender Freistromgeschwindigkeit zu. Unter Berücksichtigung der Proportionalität zwischen Wandschubspannung und QWSS lassen sich die Beziehungen (5.3) und (5.6) direkt auf die QWSS übertragen.

Nahe der Vorderkante kommt es im Bereich $0 < S/S_0 < 0.105$ zunächst zu einer starken Zunahme der Grenzschichtdicke, die den Geschwindigkeitszuwachs in Gleichung (5.3) überwiegt, und somit zu einem Abfall der QWSS führt (vgl. Abbildung 5.30(a)). Im weiteren Verlauf nimmt die Freistromgeschwindigkeit bei aufgrund der Beschleunigung annähernd konstanter Grenzschichtdicke stetig zu, so dass im Bereich $0.105 < S/S_0 < 0.33$ eine Zunahme der QWSS auftritt. Die sich stromab stetig verringernde Beschleunigung, die für $S/S_0 > 0.413$ in eine Verzögerung der Strömung übergeht, führt zu einer Abnahme der QWSS und schließlich, nahe dem Minimum, zur Ablösung der Strömung für $S/S_0 \approx 0.468$. Der folgende starke Anstieg von τ_{qw} ist typisch für Ablöseblasen und charakterisiert den Bereich laminar-turbulenten Umschlags, der im Wiederanlegepunkt r für $S/S_0 \approx 0.6$ abgeschlossen ist. Somit ergibt sich die ungefähre Länge der Ablöseblase zu 6 mm. Nach dem Wiederanlegen nimmt die Dicke der

²⁷Diese Tatsache resultiert aus der Abnahme des Geschwindigkeitsgradienten an der Wand bei zunehmender Grenzschichtdicke.

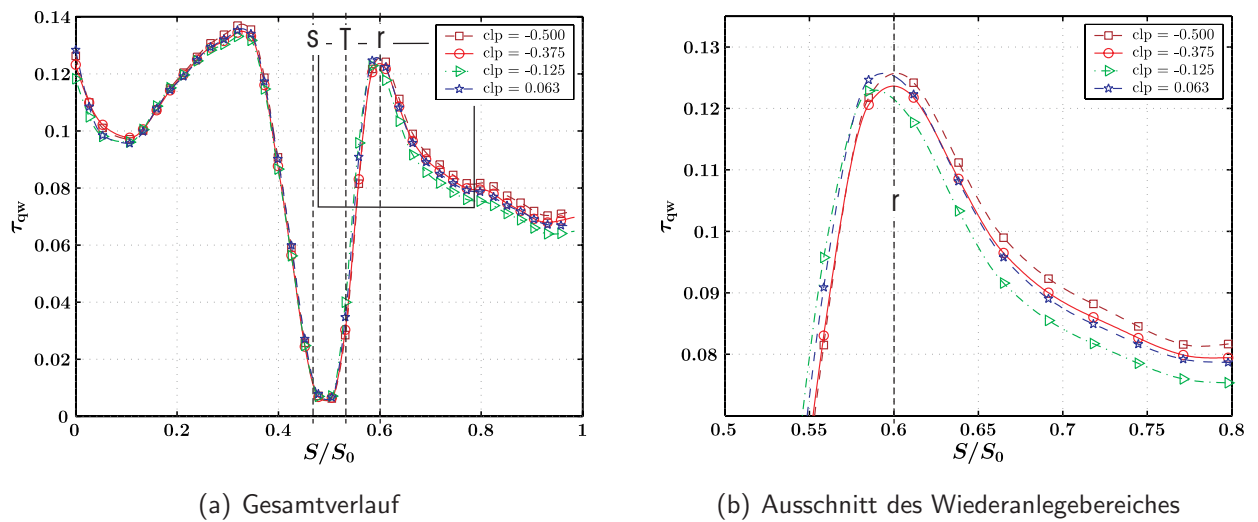


Abb. 5.30: QWSS entlang der S2-Saugseite

turbulenten Grenzschicht bei annähernd konstanter Strömungsgeschwindigkeit kontinuierlich zu, so dass es nach Gleichung (5.6) zu einem Abfall der QWSS kommt.

Der Einfluss der Clocking-Position auf die Verläufe in Abbildung 5.30(a) ist gering, allerdings zeigt der vergrößerte Ausschnitt in Abbildung 5.30(b) eine eindeutige Abhängigkeit der Länge der Ablöseblase von der clp . Der steilste Anstieg der QWSS im Transitionsbereich, der ein Indiz für die im zeitlichen Mittel kürzeste Ablöseblase ist, tritt für $clp = -0.125$ auf, während der geringste Gradient und somit die längste Ablöseblase für $clp = \pm 0.5$ auftritt. Dieses Verhalten bestätigt die bei der Analyse der statischen Druckverteilung gemachten Beobachtungen. Das Niveau der QWSS stromab des Wiederanlegepunktes korreliert mit der Länge der Ablöseblase bzw. des Transitionsbereiches: Je früher der laminar-turbulente Umschlag abgeschlossen ist, umso früher kommt es zu der Abnahme der QWSS aufgrund der dicker werdenden Grenzschicht. Somit sind die Wandreibungsverluste im turbulenten Bereich der Grenzschicht dann am geringsten, wenn die kürzeste Ablöseblase auftritt.

Im Ablösepunkt beträgt der Beschleunigungsparameter $AC \approx -1.6 \cdot 10^{-6}$, so dass sich nach Gleichung (2.13) und unter Berücksichtigung von $Po = -0.082$ die Impulsverlustdicken-Reynoldszahl zu $Re_{\delta_2}|_s \approx 226$ ergibt. Dieser Wert ist konsistent mit den Angaben von HODSON [75] für hoch belastete Turbinenbeschaufelungen. Die zugehörige auf der Lauflänge basierende Reynoldszahl beträgt im Ablösepunkt $Re_S|_s \approx 1.72 \cdot 10^5$. Eine Abschätzung der Koordinate des Wiederanlegepunktes auf Basis von Gleichung (2.17) liefert $Re_S|_r \approx 1.82 \cdot 10^5$ und damit $S/S_0|_r \approx 0.60$. Die aus der Korrelation von HATMAN & WANG bestimmte Position des Wiederanlegepunktes und damit die Länge der Ablöseblase stimmt somit sehr gut mit der Messung überein.

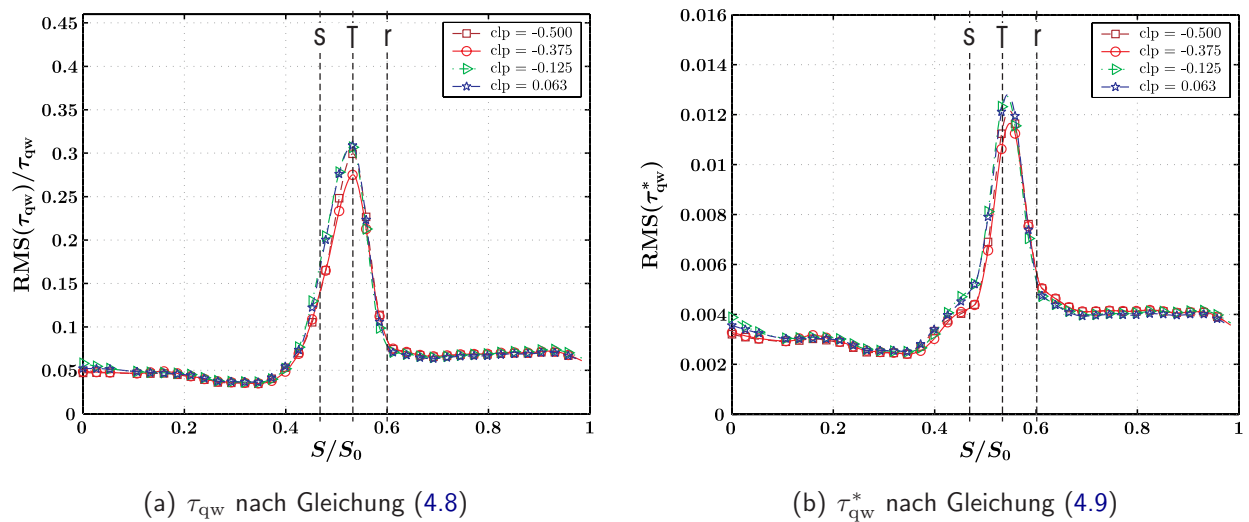


Abb. 5.31: RMS-Werte (stochastisch) entlang der S2-Saugseite für verschiedene Definitionen der QWSS

Neben der QWSS ist der RMS-Wert der entlang der Schaufeloberfläche gemessenen Spannungen eine geeignete Größe zur Beurteilung des Grenzschichtzustandes. Dabei sind in der Literatur unterschiedliche Definitionen üblich, von denen zwei in Abbildung 5.31 einander gegenüber gestellt sind. Die Aussagekraft beider Darstellungen ist ähnlich, allerdings ist das stromauf von Ablöseblasen oft beobachtete, durch das so genannte "bubble breathing" verursachte, lokale RMS-Maximum bei der Definition nach Gleichung (4.8) nicht erkennbar.

Bei der Analyse von mittels OHF gewonnenen Grenzschichtdaten sind transitionale Grenzschichten durch erhöhte RMS-Werte gekennzeichnet, wobei das Maximum dort auftritt, wo die Transition zu ca. 50 % abgeschlossen ist (HOWELL [77]). Dieser Punkt liegt in Abbildung 5.31(a) für alle clp bei $S/S_0 \approx 0.532$ und wird als Transitionspunkt T gekennzeichnet. Die zweite Definition der QWSS in Abbildung 5.31(b) führt zu einem leichten Versatz des Maximums in Strömungsrichtung. Anhand der Position des RMS-Maximums ist eine Verlagerung des im zeitlichen Mittel auftretenden Transitionspunktes in Abhängigkeit der clp aufgrund der begrenzten räumlichen Auflösung der Sensor-Arrays nicht erkennbar; betrachtet man allerdings die RMS-Kurve in der Umgebung des Maximums, so zeigt sich stromauf des Maximums für $clp = -0.125$ ein früherer Anstieg und stromab ein stärkerer Abfall des RMS-Wertes - also ein verkürztes Transitionsgebiet. Entsprechend kommt es zu einer geringen Verlagerung des Wiederanlegepunktes. Dieser ist in der RMS-Verteilung durch den Übergang in das Gebiet näherungsweise konstanter, gegenüber den im vorderen (laminaren) Bereich der Schaufel erhöhter, RMS-Werte charakterisiert. Somit ist sowohl die Position des über die RMS-Verteilung bestimmten Umschlagpunktes als auch die Länge des Transitionsgebiets

und dessen Abhängigkeit von der clp konsistent mit der statischen Druckverteilung und dem Verlauf der QWSS. Die clp -Abhängigkeit der RMS-Werte im laminaren und im turbulenten Bereich der Grenzschicht ist sehr gering²⁸, wobei im turbulenten Bereich für $clp = -0.063$ die geringste Instationarität auftritt - ein Indiz für reduzierte in der Grenzschicht generierte Verluste. Im laminaren Bereich ist nahe der Vorderkante eine deutlichere Abhängigkeit erkennbar: Im Staupunkt tritt für $clp = -0.125$ die größte stochastische Instationarität auf, die mit den erhöhten u -Fluktuationen im Bereich der Vorderkante stromauf von S2 und der kürzesten Ablöseblase korreliert. Diese Tendenz ist auch für die weiteren dargestellten clp erkennbar. Wie bereits in Kapitel 5.2.2 diskutiert spielen somit die axialen Fluktuationen stromauf von S2 eine wichtige Rolle hinsichtlich der Grenzschichtentwicklung von Stator 2: Im zeitlichen Mittel führt die in Form der stochastischen Schwankungsbewegung der Grenzschicht zusätzlich zugeführte Energie zu einem früheren Umschlag und somit einer kürzeren Ablöseblase und reduzierten Verlusten. Offenbar reagiert die Grenzschicht in diesem Zusammenhang besonders empfindlich auf die Fluktuationen in axialer Richtung.

Analog dem RMS-Wert lassen sich auf Basis der instationären OHF-Messdaten auch höhere statistische Momente berechnen. Für die Interpretation instationärer Grenzschichten in Turbomaschinen hat sich dabei die Schiefe des Messsignals als hilfreich erwiesen: In vollständig laminarer Strömung nimmt die Schiefe Werte nahe null an, was einem symmetrischen Spektrum entspricht. Überlagern sich einer überwiegend laminaren Strömung gelegentliche turbulente Ereignisse, so kommt es zu positiven Schiefe-Werten. Der Transitionspunkt, der üblicherweise als der Punkt definiert wird, bei dem der Umschlag zu 50 % abgeschlossen ist, ist durch einen Nulldurchgang der Schiefe charakterisiert, der in der Regel mit dem RMS-Maximum korreliert. Eine turbulente Strömung mit laminaren Anteilen liefert negative Schiefe-Werte und das symmetrische Turbulenzspektrum der vollturbulenten Strömung führt, wie die laminare Strömung, zu einer Schiefe von null. Für OHF-Messdaten in transitionalen Strömungen ist es charakteristisch, dass die im frühen Transitionsstadium auftretenden positiven Schiefe-Werte deutlich ausgeprägter sind, als die negativen Werte gegen Ende des Transitionsprozesses (vgl. HOWELL [77]) .

Abbildung 5.32 zeigt den Verlauf der Schiefe entlang der S2-Saugseite in Abhängigkeit der clp . Dabei wird die Schiefe auf Basis der in Gleichung (4.9) definierten Quasi-Wandschubspannung berechnet. Man erkennt deutlich den laminaren Bereich der Grenzschicht, der sich bis zum Ablösepunkt erstreckt und durch eine Schiefe von null charakterisiert ist. Im über das RMS-Maximum bestimmten Transitionspunkt nimmt auch die Schiefe ihren Maximalwert an; der Nulldurchgang, der dem Transitionspunkt aus dem Schiefe-Verlauf entspricht, ist dazu deutlich stromab versetzt. Dieses vom üblichen Transitionsprozess abweichende Verhalten ist typisch

²⁸Dies korreliert mit der in Kapitel 5.3.2 gemachten Beobachtung, dass die TKE stromauf von S2 die TKE stromab von S2 bestimmt.

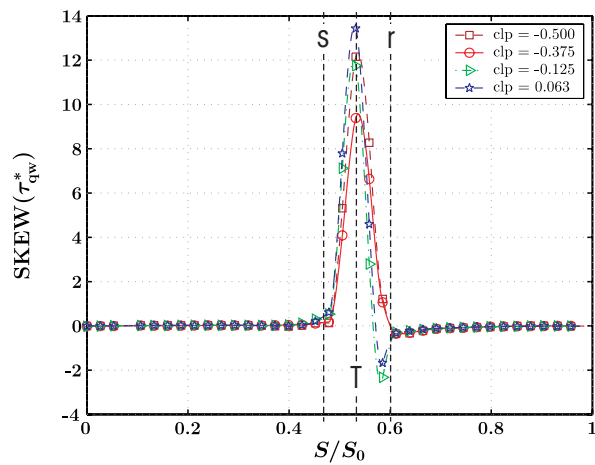
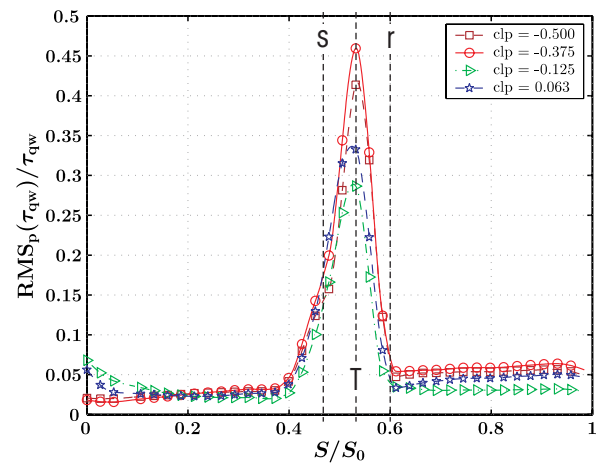


Abb. 5.32: Schiefe-Verlauf entlang der S2-Saugseite


 Abb. 5.33: RMS_p-Verlauf entlang der S2-Saugseite

für Strömungen, bei denen der Umschlag durch eine ausgeprägte Ablöseblase dominiert ist. Die Position des Nulldurchgangs der Schiefe zeigt eine deutlichere Abhängigkeit der Transitionslänge von der clp als die bisher diskutierten Messgrößen. Dabei ist zu beachten, dass durch die begrenzte räumliche Auflösung der Sensoren, insbesondere für $clp = -0.375$ und $clp = \pm 0.5$, der Bereich $SKEW(\tau_{qw}^*) < 0$ nur unvollständig aufgelöst wird, wodurch es fälschlicherweise zu einer Verschiebung des Nulldurchgangs in Strömungsrichtung kommt. Die tendenzielle Abhängigkeit der Transitionslänge von der clp entspricht der über die statische Druckverteilung, die QWSS und die RMS-Verteilung gewonnenen Erkenntnisse. Ebenso zeigt sich eine Bestätigung der Position des Wiederanlegepunktes, der als turbulente Grenzschicht durch Schiefe-Werte nahe null gekennzeichnet ist.

Neben den bisher diskutierten stochastischen Fluktuationen lässt sich auch eine Abhängigkeit der Stärke der periodischen Fluktuationen von der clp nachweisen. Der normierte RMS_p-Wert der periodischen Schwankungsbewegung ist in Abbildung 5.33 dargestellt und zeigt einen ähnlichen Verlauf wie der stochastische RMS-Wert. Somit tritt im Transitionsbereich nicht nur eine Anfachung der turbulenten Fluktuationen, sondern auch einer Verstärkung der periodischen Schwankungsbewegung auf. Auch kommt es im turbulenten Bereich der Grenzschicht zu stärkeren periodischen Fluktuationen als im laminaren Bereich. Die Abhängigkeit der periodischen Schwankungen von der clp ist deutlich stärker ausgeprägt als die der stochastischen Fluktuationen: Insbesondere im Transitionsbereich und im turbulenten Bereich der Grenzschicht zeigen sich deutlich reduzierte RMS_p-Werte, wenn der S1-Nachlauf nahe der Vorderkante von S2 auftritt. In Kapitel 5.4.3 wird gezeigt, dass es in diesem Fall zu einer verstärkten Interaktion der Wirbelstrukturen von Stator 1- und Rotornachläufen kommt; die Ablöseblase verkürzt sich periodisch unter dem Einfluss des erhöhten Turbulenzeintrages beider

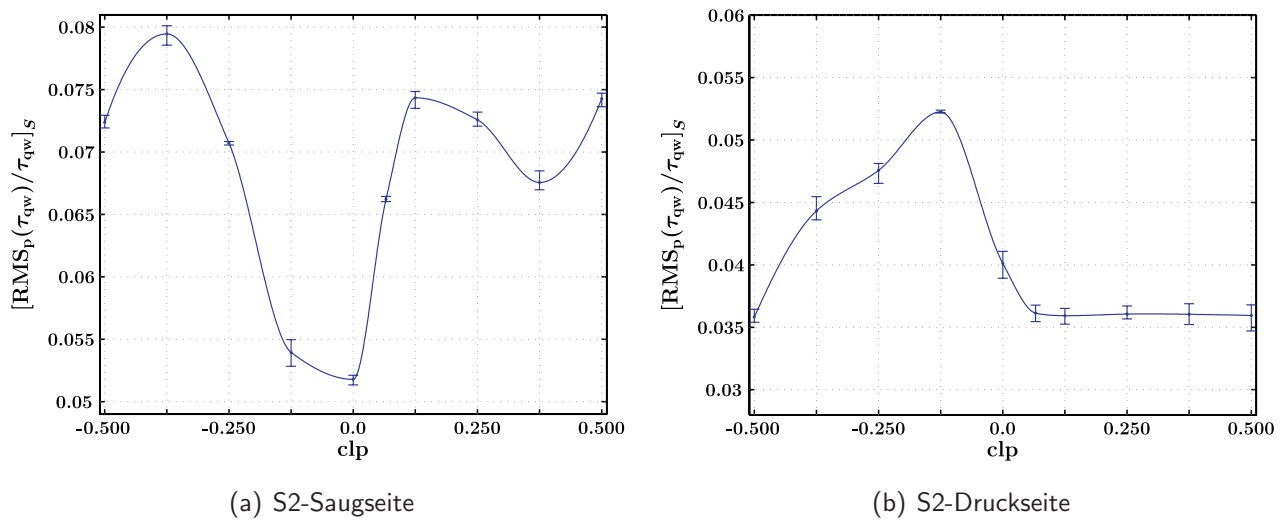


Abb. 5.34: Integrale periodische Instationarität entlang der S2-Schaufeloberfläche

Nachläufe, und die Amplituden der Schwankungsbewegung der Wandschubspannung werden sowohl innerhalb der Ablöseblase, als auch im turbulenten Teil der Grenzschicht gedämpft. Die Variation der periodischen Schwankungsbewegung innerhalb der Grenzschicht wird beim Vergleich der Integralwerte für alle clp in Abbildung 5.34(a) deutlich. Die Kurve zeigt qualitativ den gleichen Verlauf wie die Stärke der periodischen Fluktuationen stromab von S2 in Abbildung 5.24(b). In Abbildung 5.34(b) ist zum Vergleich der Integralverlauf für die Druckseite dargestellt. Das mittlere Niveau der periodischen Schwankungsbewegung ist dabei deutlich geringer als auf der Saugseite und auch die Variation in Abhängigkeit der clp ist schwächer ausgeprägt.²⁹ Somit ist für die Stärke der periodischen Schwankungsbewegung stromab von S2 wesentlich die innerhalb der saugseitigen Grenzschicht von S2 generierte periodische Instationarität verantwortlich, die damit den Haupteinflussparameter bei der Verlustreduzierung durch Clocking darstellt (vgl. Kapitel 5.3.3).

Um einen Einblick in das zeitlich gemittelte Grenzschichtgeschehen entlang der S2-Druckseite zu ermöglichen sind in Abbildung 5.35 die QWSS, der RMS-Wert und die Schiefe entlang der Schaufeloberfläche dargestellt. Wie auf der Saugseite kommt es zunächst zu einem Anwachsen der Grenzschicht, was sich in einem Abfall der QWSS manifestiert. Betrachtet man den Beschleunigungsparameter in Abbildung 5.29(b), so treten in den Bereichen $0 < S/S_0 < 0.05$ und $0.105 < S/S_0 < 0.204$ Beschleunigungen auf, die unterhalb dem kritischen Wert von $3 \cdot 10^{-6}$ liegen. In diesen Regionen ist also prinzipiell die Generierung von Turbulenzflecken möglich. Durch die mit der Grenzschicht interagierenden Rotornachläufe kommt es im Bereich

²⁹Zur besseren Vergleichbarkeit der absoluten Änderungen ist der Ordinatenausschnitt in beiden Abbildungen gleich und lediglich das Niveau ist verschoben.

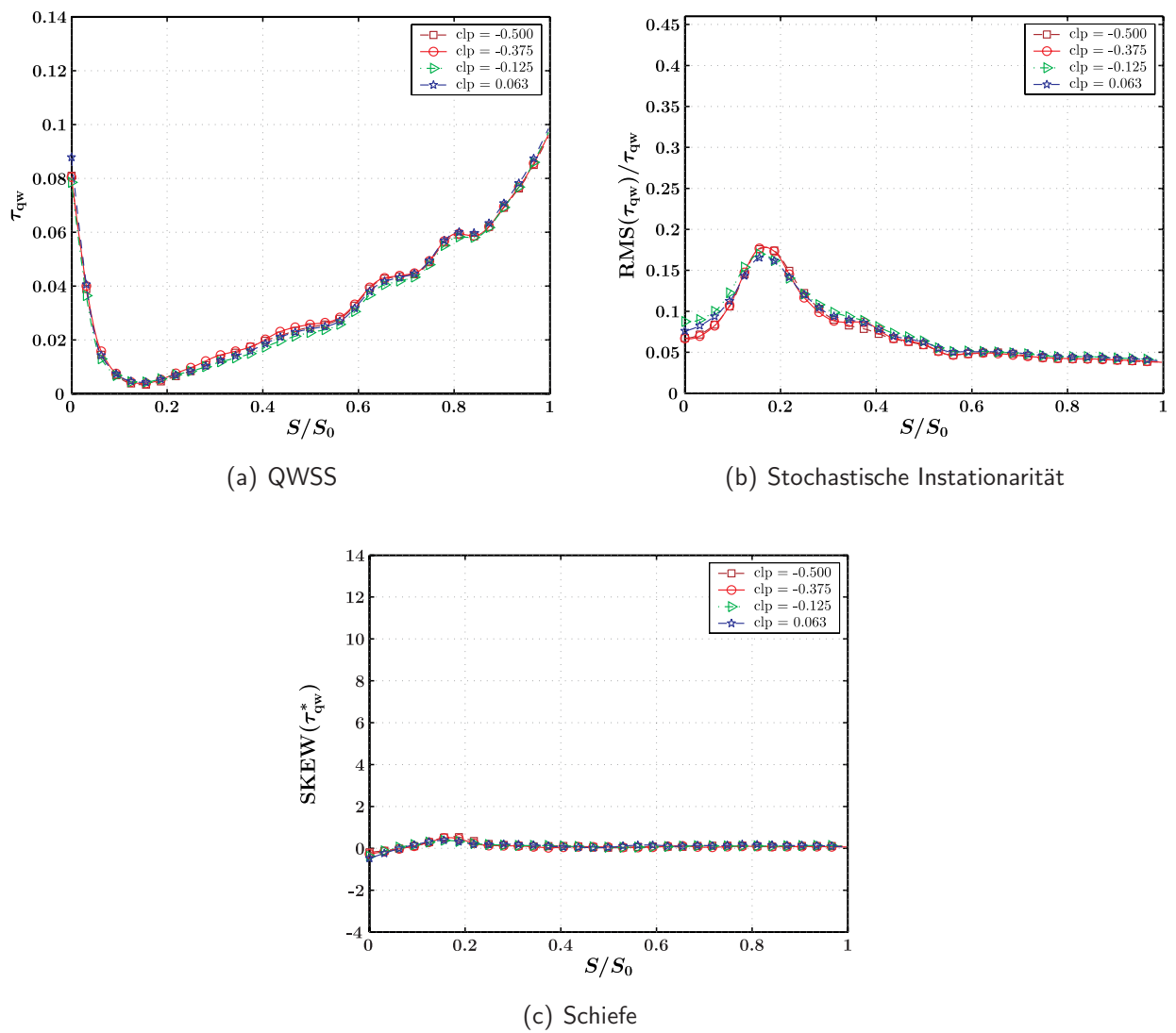


Abb. 5.35: Ausgewählte Strömungsgrößen entlang der S2-Druckseite

der Vorderkante in den Interaktionsgebieten aufgrund der durch die Nachläufe eingebrachten erhöhten Turbulenz periodisch zu lokal begrenzten transitionalen Bereichen. Im zeitlichen Mittel äußert sich dieses Verhalten im vorderen Bereich der Schaufel in einem Anstieg des RMS-Wertes bis zum Erreichen des Maximalwertes bei $S/S_0 \approx 0.17$. Durch die sich anschließende Beschleunigung der Strömung werden die Fluktuationen innerhalb der Grenzschicht gedämpft und es kommt zur Relaminarisierung. Der Verlauf der Schiefe bestätigt dieses Verhalten: Für $S/S_0 < 0.2$ kommt es zunächst zu geringfügig negativen Schiefe-Werten, die in kleine aber positive und schließlich wieder auf Werte nahe Null übergehen. Somit ergibt sich für die Druckseite im vorderen Bereich der Schaufel eine transitionale Region, in der die Rotornachläufe lokal zu Turbulenzflecken führen. Aufgrund der hohen Beschleunigung kommt es jedoch zur Relaminarisierung und für $S/S_0 > 0.3$ kann von einer laminaren Grenzschicht ausgegangen werden. Die Abhängigkeit der Verläufe von der clp ist auf der S2-Druckseite gering und aufgrund ihrer untergeordneten Bedeutung für die Verlustentstehung wird die S2-Druckseite im Folgenden nicht weiter betrachtet.

5.4.3 Instationäres Grenzschichtverhalten

Für die Analyse des instationären Grenzschichtgeschehens bietet sich die Darstellung der Strömungsgrößen in Form von Weg-Zeit-Diagrammen an. Diese sind in Abbildung 5.36, Abbildung 5.39 und Abbildung 5.40 für die totale Schiefe, die QWSS und den stochastischen RMS-Wert, jeweils für die clp minimalen und maximalen Totaldruckverlustes, dargestellt. Wie bei der zeitgemittelten Beschreibung wird die in Kapitel 5.4.2 angesprochene Glättung der Verläufe durchgeführt. In die Weg-Zeit-Diagramme sind Trajektorien von charakteristischen Ausbreitungsgeschwindigkeiten innerhalb der Grenzschicht eingezeichnet; diese sind als Anteil der Geschwindigkeit am Grenzschichtrand gegeben und werden aus der isentropen Geschwindigkeitsverteilung für die jeweilige clp separat berechnet. Der Einfluss der clp auf die Trajektorien ist dabei vernachlässigbar. Bereiche, die unter dem Einfluss der Rotornachläufe stehen, werden durch den Buchstaben R charakterisiert; der Einfluss der Statornachläufe wird in analoger Weise mit S gekennzeichnet. Die durchgezogene Trajektorie mit der Bezeichnung FS entspricht der Geschwindigkeit der Freiströmung am Grenzschichtrand. Weiterhin ist als vertikale gestrichelte Linie die Position eingezeichnet, für die der Beschleunigungsparameter gerade dem kritischen Wert von $3 \cdot 10^{-6}$ entspricht; stromauf dieser Linie ist also kein laminar-turbulenter Umschlag möglich. Die durchgezogene wellige Linie in der Umgebung von $S/S_0 \approx 0.5$ entspricht dem zeitlich periodisch variierenden Umschlagspunkt wie er sich aus dem ensemble-gemittelten Verlauf der QWSS ergibt. Die Positionen der entlang der Schaufeln angebrachten Sensoren sind am oberen Rand der Abbildungen durch schwarze Punkte markiert. In allen Darstellungen wird die mit der Rotor-Periodendauer normierte Zeit über der

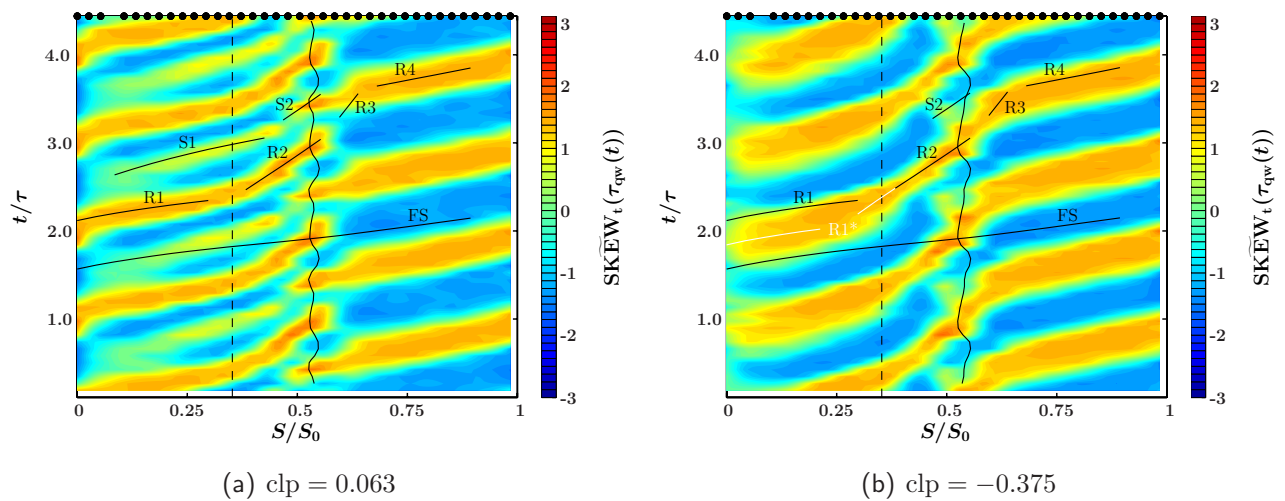


Abb. 5.36: Weg-Zeit-Diagramm der totalen Schiefe entlang der S2-Saugseite

normierten Oberflächenkoordinate aufgetragen. Bei der Interpretation der Ergebnisse ist zu beachten, dass die Messung anhand eines Triggersignals immer bei der gleichen definierten Stellung zwischen Rotor und Stator 2 ausgelöst wird.

Ausbreitungsgeschwindigkeit als Anteil von c_e						
R1	R2	R3	R4	S1	S2	FS
1.0	0.15	0.1	0.7	0.5	0.15	1.0

Tab. 5.3: Charakteristische Ausbreitungsgeschwindigkeiten in der S2-Grenzschicht

Abbildung 5.36 zeigt die nach Gleichung (4.24) definierte totale Schiefe. Diese Darstellung erlaubt die Bestimmung charakteristischer Ausbreitungsgeschwindigkeiten in der Grenzschicht, die sich, als Antwort auf stromauf generierte nachlaufinduzierte Effekte, durch Schwankungen der QWSS manifestieren. Die beiden Größen QWSS und totale Schiefe sind in Phase, so dass die totale Schiefe als Antwort der QWSS auf in die Grenzschicht eingebrachte Störungen verstanden werden kann. Für beide clp sind die Bereiche, die unter dem Einfluss der stromauf generierten periodischen Nachläufe stehen, deutlich als Zonen erhöhter $SKEW_t$ -Werte zu erkennen. Die anhand dieser Zonen bestimmten Ausbreitungsgeschwindigkeiten sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Stromab des Wiederanlegepunktes sind die Störungen der Grenzschicht eindeutig den Rotornachläufen zuzuordnen (R4), wobei für beide clp der Phasenversatz vernachlässigbar ist. Im vorderen Bereich der Schaufel ergeben sich komplexere Zusammenhänge: Zum einen tritt für $clp = 0.063$ ein zweiter periodischer Störeinfluss (S1) hinzu, und zum anderen ist für beide clp ein deutlicher Phasenversatz (R1 und R1*) erkennbar.

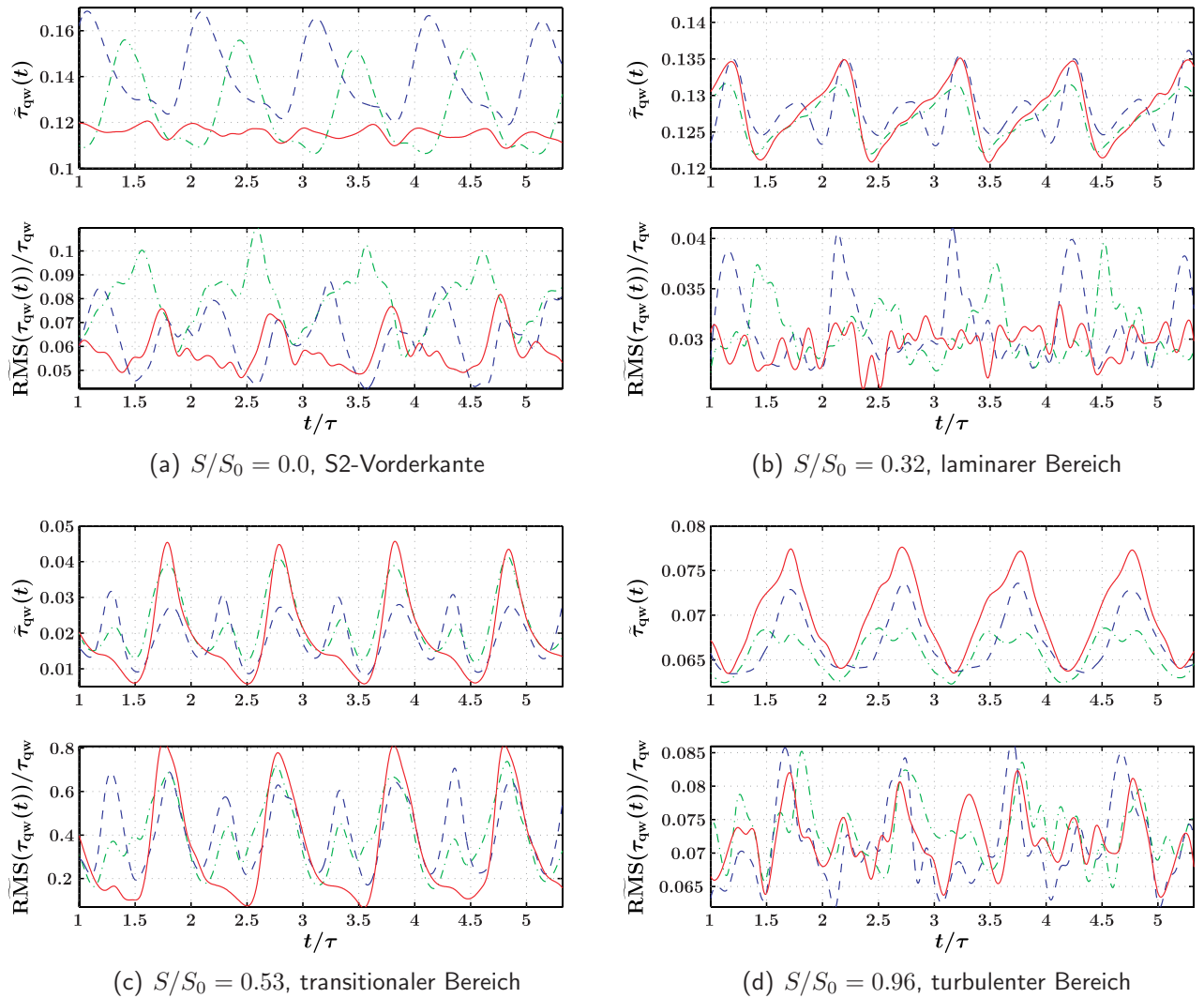
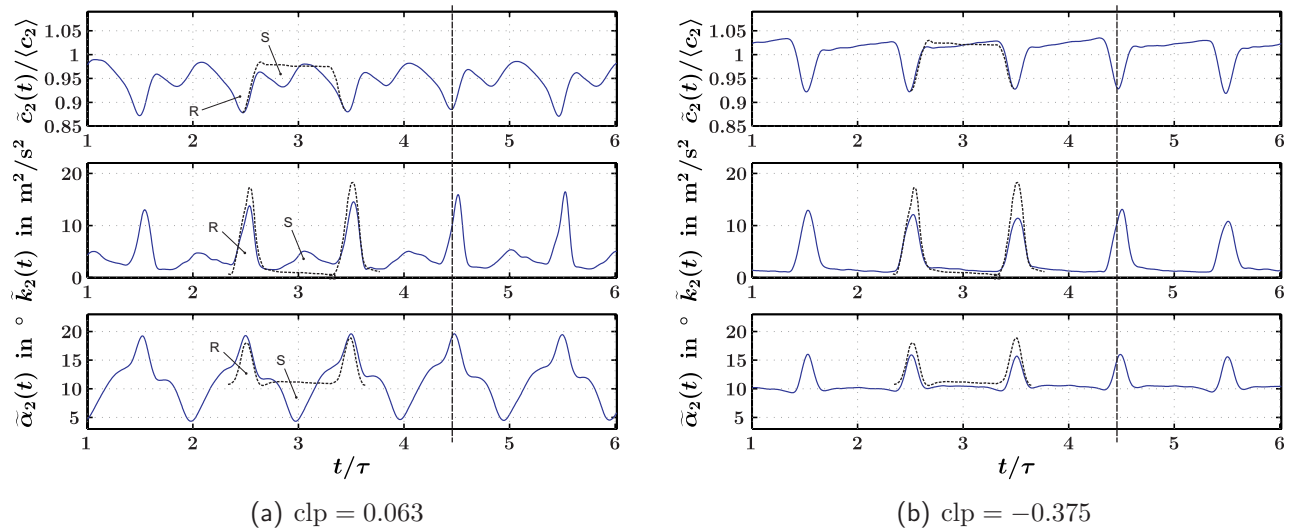


Abb. 5.37: Ensemble-gemittelte Strömungsgrößen entlang der S2-Saugseite
(blau: $\text{clp} = 0.063$, grün: $\text{clp} = -0.125$, rot: $\text{clp} = -0.375$)

Dieser Phasenversatz wird besonders im Staupunkt anhand des in Abbildung 5.37(a) dargestellten ensemble-gemittelten Verlaufes der QWSS deutlich. Betrachtet man beispielsweise die Maxima der QWSS für $\text{clp} = 0.063$ und $\text{clp} = -0.125$, so beträgt dieser Versatz ca. 35 % der Rotorschauflerperiode. Ist die Interaktion zwischen den S1-Nachlaufsegmenten und der S2-Vorderkante gering ($\text{clp} = -0.375$), so tritt, neben einem Versatz, zusätzlich eine deutliche Veränderung des Signals in Form eines Doppelmaximums mit deutlich reduzierten Amplituden auf. Diese Doppelhöckerstruktur für $\text{clp} = -0.375$ ist auf die unmittelbare Umgebung des Staupunktes beschränkt und verschwindet bereits ab dem zweiten Sensor ($S/S_0 \geq 0.027$). Stattdessen bildet sich für die clp , für die die S1-Nachläufe in der Nähe der S2-Vorderkante auftreten stromab von $S/S_0 \approx 0.05$ eine im Staupunkt noch nicht auftreten-


 Abb. 5.38: Ensemble-gemittelte Strömungsgrößen stromauf von S2 für $y/s = 0.0^a$

^aEin direkter Vergleich mit der Speichenradvariante ist in Abbildung 6.18 dargestellt.

de Doppelhöckerstruktur im Signal der QWSS aus. Weiterhin reduziert sich der im Staupunkt auftretende Phasenversatz in Strömungsrichtung; stromab von $S/S_0 \approx 0.3$ kommt es zu einer näherungsweisen Übereinstimmung der Maxima der QWSS. Sowohl die Änderung der Signalform als auch die Abnahme des Phasenversatzes zeigen sich im Weg-Zeit-Diagramm der totalen Schiefe in Abbildung 5.36 und im ensemble-gemittelten Verlauf der QWSS in Abbildung 5.37.

Betrachtet man die instationären Randbedingungen auf der Stromlinie zur S2-Vorderkante, so sind diese konsistent mit dem Antwortverhalten der Grenzschicht stromab von $S/S_0 \approx 0.3$: Der für $\text{clp} = 0.063$ in Abbildung 5.38(a)³⁰ im Geschwindigkeitssignal als Delle (S) erkennbare Einfluss der S1-Nachläufe zeigt sich in ähnlicher Weise im ensemble-gemittelten Verlauf der QWSS in Abbildung 5.37(b). Weiterhin sind die Minima der QWSS, wie die Geschwindigkeitsminima in Messebene E2, für alle clp näherungsweise in Phase. Im vorderen Bereich der Schaufel kommt es hingegen zu einer Diskrepanz (Phasenwechsel und Änderung der Signalform) zwischen dem stromauf von S2 gemessenen Geschwindigkeitssignal und dem Antwortverhalten der Grenzschicht. Bei der in Kapitel 6 behandelten Speichenradvariante tritt eine solche Diskrepanz nicht auf; somit ist dieses Verhalten eindeutig auf die Interaktion der S1-Nachläufe in der Rotorpassage zurückzuführen. Neben der Wechselwirkung der Wirbelstrukturen stellt dabei besonders der zeitabhängige S2-Zuströmwinkel einen entscheidenden Einflussparameter dar: Für die Wandschubspannung ist der Gradient der zur umströmten Oberfläche parallelen Geschwindigkeitskomponente relevant. Die wandparallele Geschwindigkeit wird maßgeblich vom

³⁰Eine Interpretation der Verläufe und der auftretenden Interaktionsmechanismen findet sich in Kapitel 5.2.2.

Zuströmwinkel bestimmt, so dass, für den näherungsweise stoßfrei angeströmten Staupunkt, die auftretende Wandschubspannung sehr sensibel auf Winkeländerungen reagiert. Konvektieren die S1-Nachlaufsegmente nahe der zur S2-Vorderkante führenden Stromlinie, so kommt es im Einflussbereich der Statornachläufe periodisch zu einem deutlich negativen Inzidenzwinkel, der um ca. 7.2° vom mittleren Strömungswinkel abweicht (vgl. Abbildung 5.38(a)); der Staupunkt verlagert sich somit im Einflussbereich der Statornachläufe periodisch in Richtung Saugseite.³¹ Entsprechend den geometrischen Verhältnissen der vorliegenden Versuchsanordnung beträgt diese Verlagerung in Umfangsrichtung ca. 2 mm. Da die durch die S1-Nachläufe hervorgerufene Winkelvariation zeitlich versetzt zu den durch die Rotorschaukeln verursachten Nachlaufdellen auftritt, führt die Überlagerung dieser beiden Effekte zu einer deutlichen Abhängigkeit der Schwankungsamplituden der QWSS von der cl_p , und zum anderen zu einem Phasenversatz zwischen den Maxima. Betrachtet man den zeitgemittelten RMS_p -Wert in Abbildung 5.33, so zeigt sich die Abhängigkeit der Schwankungsamplituden anhand variierender Werte an der Vorderkante. Unmittelbar stromab des Staupunktes spielen Winkelvariationen eine untergeordnete Rolle, so dass mit zunehmender Lauflänge die am Grenzschichtrand eingebrachten Störungen das Verhalten der Grenzschicht bestimmen. So zeigt sich der stromauf von S2 für $cl_p = 0.063$ auftretende Einfluss der S1-Nachläufe auch im Antwortverhalten der Grenzschicht (vgl. Region S1 in Abbildung 5.36(a)). Da die Wirkung des S2-Zuströmwinkels innerhalb der Rotorpassage aufgrund der dort auftretenden Umlenkung und Beschleunigung abnimmt, kommt es in Strömungsrichtung zu der bereits erwähnten Reduktion des Phasenversatzes.

Betrachtet man die charakteristischen Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Störungen der QWSS in der Grenzschicht (vgl. Tabelle 5.3 und Abbildung 5.36), so fällt auf, dass sich die in die Grenzschicht eingebrachten Rotor-Nachlaufstörungen lediglich im vorderen Bereich der Schaufel bis $S/S_0 \approx 0.25$ mit der Freistromgeschwindigkeit ausbreiten; diese Einflusszone wird also von den entlang des Grenzschichtrandes mit der Hauptströmung konvektierenden Nachlaufstörungen bestimmt. Mit Annäherung an die Ablöseblase kommt es zu einer deutlichen Reduktion der Ausbreitungsgeschwindigkeiten, die auch von STADTMÜLLER et al. [163] beobachtet wurde. Solche von der Freistromgeschwindigkeit abweichenden Geschwindigkeiten sind auf das innerhalb der Ablöseblase auftretende Totwassergebiet zurückzuführen und lassen sich mit Hilfe von Charakteristikenverfahren berechnen. So konnten STADTMÜLLER et al. durch Implementierung der "split coefficient matrix method" von CHAKRAVARTHY [29] in einen MTU-eigenen Grenzschicht-Code eine gute Übereinstimmung zwischen den mit OHF gemessenen und den über die genannte Methode berechneten charakteristischen Ausbreitungsgeschwindigkeiten nachweisen. Hintergrund dieser Methode ist die Bestimmung von

³¹Eine deutliche Verschiebung der Staulinie als Funktion des Inzidenzwinkels wurde z.B. von AHN et al. [3] anhand der Bahnlinie des Ausblase-Massenstroms von Filmkühlbohrungen nachgewiesen.

Eigenwerten anhand eines Systems gekoppelter quasi-linearer partieller Differentialgleichungen, das sich aus Impuls- und Energiegleichung herleiten lässt. Die beiden Eigenwerte, die sich als Lösung des Gleichungssystems ergeben, sind mit charakteristischen Richtungen in der Grenzschicht verknüpft; Störungen können sich nur entlang dieser Richtungen ausbreiten. Für den Fall anliegender Strömung weisen die beiden Charakteristiken nur geringe Unterschiede auf und die Fortpflanzung der Störungen erfolgt stromab; für ablösende Strömungen weist einer der beiden Eigenwerte ein negatives Vorzeichen auf, so dass die Signalausbreitung sowohl stromauf als auch stromab erfolgt. Die von STADTMÜLLER et al. berechneten Ausbreitungsgeschwindigkeiten der zweiten Charakteristik folgen einem ähnlichen Verlauf wie die in Abbildung 5.36 eingezeichneten Richtungen.

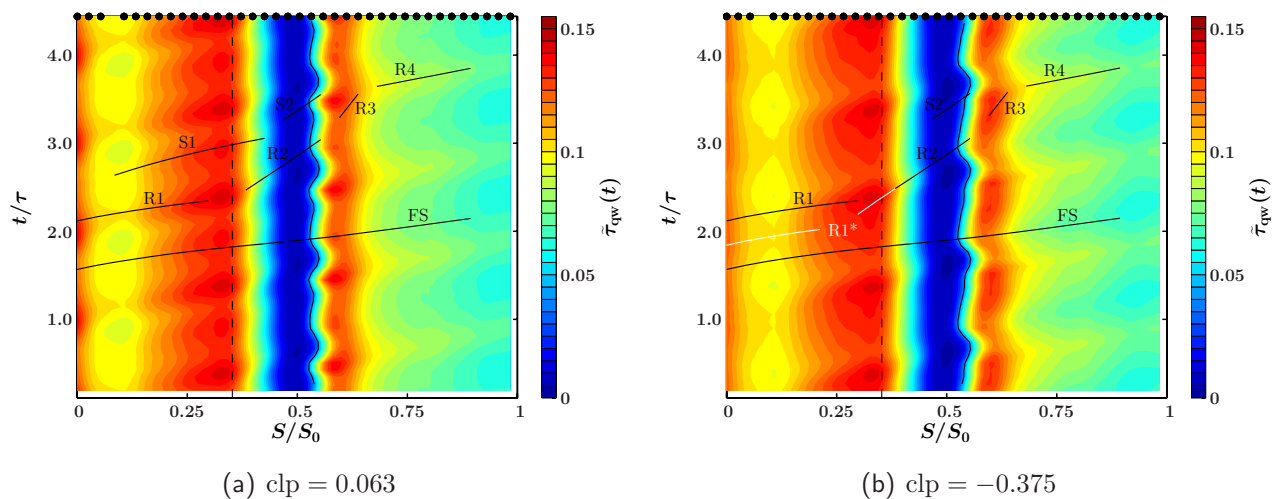


Abb. 5.39: Weg-Zeit-Diagramm der QWSS entlang der S2-Saugseite

Die mit Hilfe der totalen Schiefe bestimmten Ausbreitungsrichtungen sind, wenn auch weniger deutlich, ebenso im Weg-Zeit-Diagramm der QWSS in Abbildung 5.39 erkennbar. Abbildung 5.40 zeigt das zugehörige zeitabhängige Verhalten der stochastischen Instationarität; dort ist der Einfluss der Nachlaufstörungen entlang der Schaufeloberfläche deutlich schwächer ausgeprägt als im Signal der QWSS. Erhöhte RMS-Werte sind die Konsequenz von über den Grenzschichtrand eingebrachten Störungen als Folge einer erhöhten stochastischen Schwankungsbewegung (Turbulenz) innerhalb der Nachläufe. In unmittelbarer Wandnähe dominieren viskose Effekte, wodurch hochfrequente Schwankungen innerhalb der Grenzschicht gedämpft werden. Störungen der Wandschubspannung beziehen sich also auf die unmittelbare Wandnähe, während die Ausbreitung hochfrequenter Störungen eher am Grenzschichtrand erfolgt. Betrachtet man das Strömungsprofil senkrecht zur begrenzenden Wand, so kann es durch die in Wandnähe auftretenden viskosen Effekte zu einem Phasenversatz der Strömungsgrößen kommen. So zeigen Untersuchungen von LOU & HOURMOUZADIS [106] einen solchen Ver-

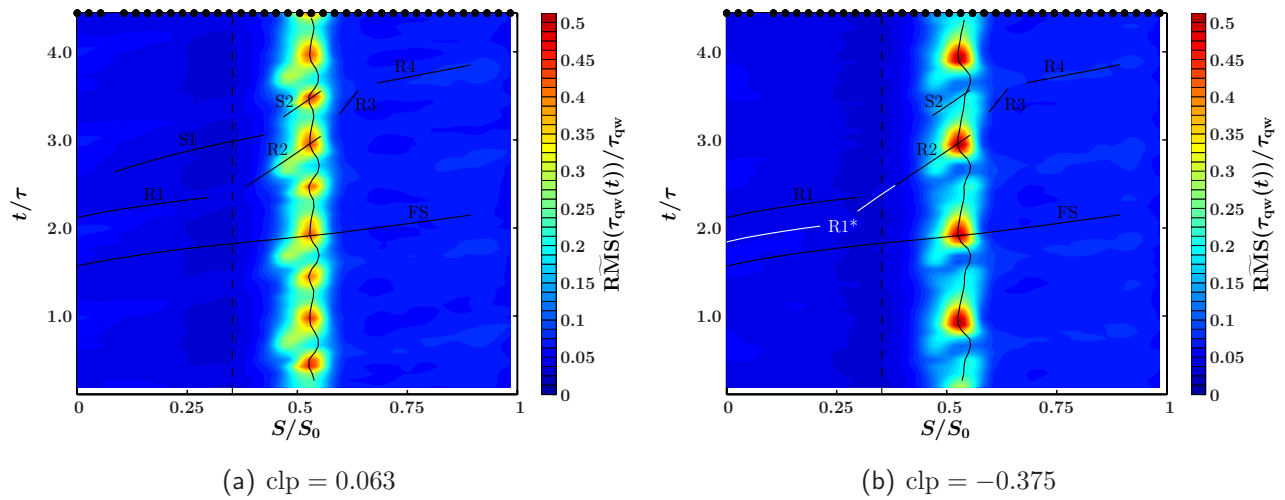


Abb. 5.40: Weg-Zeit-Diagramm der stochastischen Instationarität entlang der S2-Saugseite

satz zwischen den Geschwindigkeiten der Freiströmung und den Geschwindigkeiten innerhalb einer Ablöseblase: Die abgelöste Strömung reagiert zeitversetzt auf Oszillationen in der Hauptströmung. Im laminaren Bereich der Ablöseblase ergibt sich dabei ein positiver und im turbulenten Bereich ein negativer Phasenversatz, während im Transitionsgebiet kein Versatz auftritt. Auch Hitzdrahtmessungen von CHAKKA & SCHOBIRI [28, 155] zeigen einen deutlichen Phasenunterschied der Geschwindigkeitsminima von stromauf generierten Nachlaufedellen innerhalb der Grenzschicht. GRIFFIN & DAVIES [56] konnten nachweisen, dass in unmittelbarer Wandnähe eine gute Korrelation zwischen der mit OHF- und Hitzdrähten erfassten turbulenten Schwankungsbewegung besteht; mit zunehmender Entfernung von der Wand wird diese Korrelation jedoch deutlich schlechter. Der für einige clp und einige Sensoren auftretende Phasenversatz zwischen QWSS und dem RMS-Wert wird somit auf die Dämpfung der Nachlaufturbulenz durch die viskose Unterschicht zurückgeführt. Die diskutierten charakteristischen Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Störungen der QWSS sind also nicht an die Antwort der Grenzschicht auf die Nachlaufturbulenz gekoppelt; vielmehr breiten sich hochfrequente Störungen - soweit anhand der RMS-Werte nachweisbar - näherungsweise mit der Freistromgeschwindigkeit aus.

Die Weg-Zeit-Diagramme der QWSS und des RMS-Wertes weisen nicht auf Bereiche hin, in denen es zur nachlaufinduzierten Transition kommt. Solche Bereiche sind durch Turbulenzstreifen charakterisiert, die in Weg-Zeit-Diagrammen als keilförmige Strukturen in Erscheinung treten und stromab zu einer vollturbulenten Grenzschicht zusammenwachsen. Auch die Existenz von beruhigten Zonen, wie sie typischerweise hinter nachlaufinduzierten Turbulenzstreifen auftreten, ist anhand der vorliegenden Messdaten nicht nachweisbar. Im vorderen Bereich der Schaufel werden in die Grenzschicht eingebrachte Fluktuationen aufgrund der hohen Beschleunigung entlang der Saugseite gedämpft, so dass es nicht zur Ausbildung von Turbulenz-

flecken kommt. Sind die stromauf generierten Nachläufe im Staupunkt (vgl. Abbildung 5.37(a)) noch deutlich anhand erhöhter RMS-Werte erkennbar, so ist weiter stromab der Einfluss der Nachläufe auf die Instationarität in der Grenzschicht nur sehr schwach ausgeprägt (vgl. Abbildung 5.37(b)). Der laminar-turbulente Umschlag erfolgt für alle clp über einer transitionalen Ablöseblase, die sich in Abbildung 5.39 über den blauen Bereich erstreckt. Der erhöhte Turbulenzeintrag der am Grenzschichtrand konvektierenden Rotornachläufe (S2) führt für beide dargestellten clp periodisch zu einer Verkürzung der Ablöseblase und einem stromauf Wandern des durch die schwarze wellige Linie angedeuteten Transitionspunktes.³² Für $clp = 0.063$ ist im Transitionsbereich zusätzlich deutlich der Einfluss der S1-Nachläufe (S2) erkennbar, die sich in analoger Weise auf den Umschlag auswirken wie die Rotornachläufe. Im Weg-Zeit-Diagramm des RMS-Wertes in Abbildung 5.40 sind die Nachläufe im Transitionsbereich als Zonen stark erhöhter Instationarität erkennbar. Auch hier ist der Einfluss der S1-Nachläufe nur dann nachweisbar, wenn diese in der Nähe der S2-Vorderkante auftreffen. Sowohl die Rotor- als auch die stromauf generierten Statornachläufe haben somit einen deutlichen Einfluss auf das periodisch-instationäre Verhalten der Ablöseblase und führen im zeitlichen Mittel zu deren Verkürzung. Im Transitionsbereich sind QWSS und RMS-Wert in Phase, wie auch aus Abbildung 5.37(c) ersichtlich wird.

Stromab des Wiederanlegepunktes sind die durch die Nachläufe in die Grenzschicht eingebrachten stochastischen Störungen nur schwach ausgeprägt, da die turbulenten Schwankungen der in diesem Bereich vollturbulenten Grenzschicht dominant sind (vgl. Abbildung 5.37(d)). Hingegen ist im Signal der QWSS auch in der turbulenten Grenzschicht eine deutliche Schwan-
kungsbewegung erkennbar, welche sich mit dem ca. 0.7-fachen der Geschwindigkeit am Grenzschichtrand fortpflanzt (vgl. Abbildung 5.36 und Tabelle 5.3) und stärkere Amplituden aufweist als in der laminaren Grenzschicht (vgl. Abbildung 5.33). Die Ursache für diese gegenüber der Freistromung reduzierte Ausbreitungsgeschwindigkeit ist der Einfluss der Viskosität in Wandnähe. Aufgrund des Geschwindigkeitsprofils innerhalb der Grenzschicht konvektieren auch Störungen des Signals, je nach Wandabstand, mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Wegen der im turbulenten Bereich größeren Grenzschichtdicke erfassen die OHF entsprechend der Ausdehnung der durch sie induzierten thermischen Grenzschicht einen geringeren Teil der Strömungsgrenzschicht als im laminaren Bereich. Die im wandnäheren Gebiet vorherrschenden geringeren Strömungsgeschwindigkeiten führen somit auch zu einer Reduktion der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Signalstörungen. Betrachtet man den Fall extremer Fehlanströmung (vgl. Kapitel 7), so wird diese Aussage bestätigt: Die dort auftretende dickere Grenzschicht führt stromab der Saugspitze, trotz gleicher Freistromgeschwindigkeit wie im Nennbetriebs-

³²Eine genaue Studie der Mechanismen, die zu einer periodischen Kontraktion einer Ablöseblase unter dem Einfluss periodischer Nachläufe führen, findet sich in SCHÖBEIRI et al. [154]. Dabei spielt neben dem erhöhten Turbulenzgrad der Nachläufe insbesondere der zeitliche Gradient des Fluktuationsniveaus eine Rolle.

punkt, zu niedrigeren über die OHF bestimmten Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Aufgrund des Druckgradienten innerhalb der S2-Passage verlagern sich die Nachlaufsegmente Richtung Saugseite, so dass es im hinteren (turbulenten) Bereich der Saugseite zu einer stärkeren Interaktion der Nachläufe mit der Grenzschicht als im vorderen (laminaren) Bereich kommt; in der letztgenannten Region nehmen die Schwankungsamplituden dadurch größere Werte an. Auf der Druckseite (nicht dargestellt) kommt es entsprechend zu einer Abnahme der Amplituden im hinteren Bereich der Schaufel.

5.5 Einfluss des Clocking-Effektes auf den isentropen Totalwirkungsgrad

5.5.1 Problematik der Wirkungsgradbestimmung am Clockingprüfstand

Für die reale Maschine ist neben dem Verständnis der beim Clocking-Effekt auftretenden grundlegenden Strömungsphänomene besonders die Größe einer möglichen Wirkungsgradänderung durch Clocking von Interesse. Bei mehrstufigen Turbomaschinen ist die Geschwindigkeitsenergie am Austritt einer Schaufelreihe nicht als Verlust zu werten, da sie in der folgenden Stufe zur Energieumsetzung benötigt wird. Somit kommt den Arbeitswirkungsgraden, also den auf Totalgrößen beruhenden Wirkungsgraden, eine entscheidende Rolle zu, denn sie vergleichen die wirkliche spezifische Arbeit mit der spezifischen Arbeit einer Idealmaschine. Üblicherweise wird zur Beurteilung von Turbinen der isentrope Arbeits- bzw. Totalwirkungsgrad verwendet, der für die Einzelstufe definiert ist durch:

$$\eta_{t_{Ts_i}} = \frac{h_{t_{i+1}} - h_{t_i}}{h_{t_{i+1s}} - h_{t_i}} = \frac{1 - \frac{T_{t_{i+1}}}{T_{t_i}}}{1 - \left(\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_i}}\right)^{\frac{\kappa_i - 1}{\kappa_i}}}. \quad (5.7)$$

Um eine Bestimmung dieses Wirkungsgrades zu ermöglichen muss eine genaue Messung der vorherrschenden Totaltemperaturen und Totaldrücke erfolgen. Dies erweist sich besonders bei niedrigen Machzahlen als schwierig, da dann das anliegende Druckgefälle sehr gering ist. Dies zeigt die folgende Fehlerabschätzung:

$$\frac{d\eta_{t_{Ts_i}}}{\eta_{t_{Ts_i}}} = \frac{\kappa_i - 1}{\kappa_i} \frac{\left(\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_i}}\right)^{\frac{\kappa_i - 1}{\kappa_i}}}{1 - \left(\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_i}}\right)^{\frac{\kappa_i - 1}{\kappa_i}}} \left(\frac{dp_{t_{i+1}}}{p_{t_{i+1}}} - \frac{dp_{t_i}}{p_{t_i}}\right) + \frac{\frac{T_{t_{i+1}}}{T_{t_i}}}{1 - \frac{T_{t_{i+1}}}{T_{t_i}}} \left(\frac{dT_{t_i}}{T_{t_i}} - \frac{dT_{t_{i+1}}}{T_{t_{i+1}}}\right). \quad (5.8)$$

Die Indizes i und $i + 1$ bezeichnen dabei Ein- und Austritt der i -ten Turbinenstufe. κ_i ist der für diese Stufe relevante Isentropenexponent, der für die Fehlerabschätzung in guter Näherung als konstant angenommen werden kann. Für die am Clockingprüfstand relevanten Betriebsbedingungen bewirkt eine Änderung von 40 Pa bei der Messung des repräsentativen Totaldruckes bereits eine Änderung von 1 % im Totalwirkungsgrad. Eine Änderung von weniger als 0.04 K führt ebenso zu einer Änderung von 1 % im Totalwirkungsgrad.

Unter Berücksichtigung der Euler'schen Hauptgleichung lässt sich für adiabate Strömungen der isentrope Totalwirkungsgrad einer Turbinenstufe auch wie folgt definieren:

$$\eta_{t_{Ts_i}} = \frac{\omega (r_{in} c_{u_{in}} - r_{i+1} c_{u_{i+1}})}{\frac{\kappa_i}{\kappa_i - 1} R T_{t_i} \left[1 - \left(\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_i}} \right)^{\frac{\kappa_i - 1}{\kappa_i}} \right]}. \quad (5.9)$$

Zusätzlich zu Ein- und Austritt der Turbinenstufe (i und $i + 1$) werden in diesem Fall Geschwindigkeit und Totaldruck in der Zwischenebene in zwischen Stator und Rotor benötigt. Im Zähler steht die Euler'sche Hauptgleichung und im Nenner das isentrope Enthalpiegefälle. Mit $r_{in} = r_{i+1} = r$, $c_{u_{i+1}} = c_{i+1} \sin \alpha_{i+1}$, $c_{u_{in}} = c_{in} \sin \alpha_{in}$ und $\Delta c_u = c_{u_{i+1}} - c_{u_{in}}$ liefert eine Fehlerabschätzung für konstantes κ_i :

$$\begin{aligned} \frac{d\eta_{t_{Ts_i}}}{\eta_{t_{Ts_i}}} = & \frac{\kappa_i - 1}{\kappa_i} \frac{\left(\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_i}} \right)^{\frac{\kappa_i - 1}{\kappa_i}}}{1 - \left(\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_i}} \right)^{\frac{\kappa_i - 1}{\kappa_i}}} \left(\frac{dp_{t_{i+1}}}{p_{t_{i+1}}} - \frac{dp_{t_i}}{p_{t_i}} \right) + \frac{d\omega}{\omega} - \frac{dT_{t_i}}{T_{t_i}} - \frac{c_{u_{in}}}{\Delta c_u} \frac{dc_{in}}{c_{in}} \\ & + \frac{c_{u_{i+1}}}{\Delta c_u} \frac{dc_{i+1}}{c_{i+1}} - \frac{c_{in} \cos \alpha_{in}}{\Delta c_u} d\alpha_{in} + \frac{c_{i+1} \cos \alpha_{i+1}}{\Delta c_u} d\alpha_{i+1}. \end{aligned} \quad (5.10)$$

In diesem Fall lässt sich der Totalwirkungsgrad zwar genauer berechnen, aber Tabelle 5.4 zeigt, dass auch bei dieser Definition Unsicherheiten im gemessenen Totaldruck von 40 Pa bereits zu einer Totalwirkungsgradänderung von einem Prozent führen. Ebenso führen Messfehler beim Zuströmwinkel von ca. 0.9° und bei der Zuströmgeschwindigkeit von ca. 1.2 % zu einem Fehler beim Totalwirkungsgrad von 1 %.

Tab. 5.4: Messfehler die nach Gleichung (5.10) zu einem Fehler beim berechneten Wirkungsgrad von 1 % führen

$\frac{\Delta p_{t_i}}{p_{t_i}}$	$\frac{\Delta p_{t_{i+1}}}{p_{t_{i+1}}}$	$\frac{\Delta c_{in}}{c_{in}}$	$\frac{\Delta c_{i+1}}{c_{i+1}}$	$\Delta \alpha_{in}$	$\Delta \alpha_{i+1}$	$\frac{\Delta \omega}{\omega}$	$\frac{\Delta T_{t_i}}{T_{t_i}}$
-0.04 %	0.04 %	1.2 %	7.4 %	0.89°	-0.87°	1 %	-1 %

Man erkennt, dass die Schwankungen der Messgrößen, insbesondere die Schwankungen von Totaltemperatur und Totaldruck, eine exakte Bestimmung des isentropen Totalwirkungsgrades

weder über Gleichung (5.7) noch über Gleichung (5.9) zulassen. Bei Gleichung (5.9) erweist sich zu den Schwankungen im Totaldruck die erforderliche Genauigkeit bei der Bestimmung von c_{in} und α_{in} problematisch.

Totalwirkungsgradänderungen in der Größenordnung weniger Zehntelprozentpunkte, wie sie durch Clocking zu erwarten sind, sind mit den obigen Definitionen am vorliegenden Prüfstand somit nicht messbar. In den folgenden Abschnitten wird deshalb ein Zusammenhang zwischen dem mit hoher Genauigkeit messbaren Profilverlust und der Änderung des isentropen Totalwirkungsgrades hergeleitet. Das absolute Niveau des Wirkungsgrades ist dabei nicht von Interesse.

5.5.2 Modell zur Berechnung von Wirkungsgradänderungen in Abhängigkeit des Profilverlustes

Polytroper Totalwirkungsgrad einer mehrstufigen Turbine

Zunächst soll der polytrope Totalwirkungsgrad einer adiabaten Turbine betrachtet werden. Er ist definiert durch HAPPEL [62]:

$$\eta_{t_{\text{Pol}}} = \frac{h_A - h_E + \frac{c_A^2}{2} - \frac{c_E^2}{2}}{\frac{h_A - h_E}{1-\lambda} + \frac{c_A^2}{2} - \frac{c_E^2}{2}}. \quad (5.11)$$

Für das Polytropenverhältnis λ gilt für ein ideales Gas

$$1 - \lambda = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{n - 1}{n}, \quad (5.12)$$

so dass für Gleichung (5.11) gilt:

$$\eta_{t_{\text{Pol}}} = \frac{h_{t_A} - h_{t_E}}{\frac{\kappa-1}{\kappa} \frac{n}{n-1} (h_{t_A} - h_{t_E}) - \frac{\kappa-n}{\kappa(n-1)} \left(\frac{c_A^2}{2} - \frac{c_E^2}{2} \right)}. \quad (5.13)$$

Bei der Einzelstufe einer mehrstufigen Turbine sind gewöhnlich die Zuströmgeschwindigkeit der stromauf liegenden Stufe und die Abströmgeschwindigkeit der stromab liegenden Stufe nur wenig voneinander verschieden, so dass gilt:

$$\left| \frac{c_{i+1}^2}{2} - \frac{c_i^2}{2} \right| \ll \frac{n_i(\kappa_i - 1)}{\kappa_i - n_i} |h_{t_{i+1}} - h_{t_i}|. \quad (5.14)$$

Somit vereinfacht sich Gleichung (5.13) zu

$$\eta_{t_{\text{Pol}}} = \frac{\frac{\kappa}{\kappa-1}}{\frac{n}{n-1}}, \quad (5.15)$$

bzw. für die Einzelstufe

$$\eta_{t_{\text{Pol}_i}} = \frac{\frac{\kappa_i}{\kappa_i - 1}}{\frac{n_i}{n_i - 1}}. \quad (5.16)$$

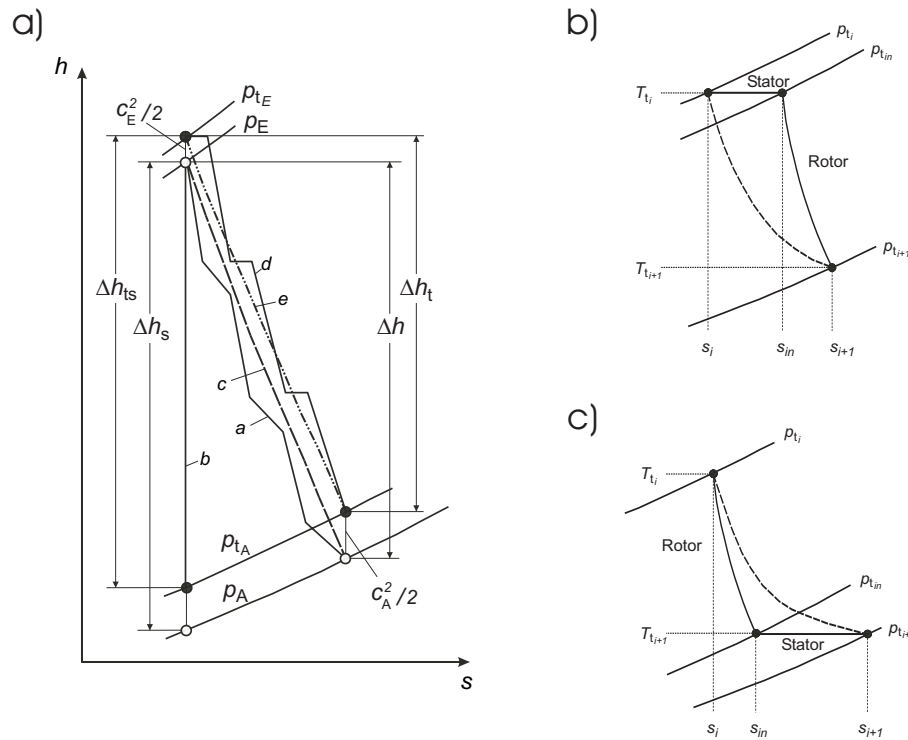


Abb. 5.41: (a) Entspannungsprozess einer mehrstufigen Turbine (TRAUPEL [173]), (b) Isenthalp/polytropher Vergleichsprozess für die Einzelstufe, (c) Polytrop/isenthalper Vergleichsprozess für die Einzelstufe

In Abbildung 5.41(a) ist der Entspannungsprozess einer mehrstufigen Turbine vom Eintrittsdruck p_E auf den Austrittsdruck p_A im $h-s$ -Diagramm dargestellt, wobei c_E und c_A die zugehörigen Geschwindigkeiten bezeichnen. Linie a entspricht der wirklichen Zustandsänderung, Linie b der isentropen Zustandsänderung, Linie c einer ideellen mittleren Polytrope, die mit der wirklichen Zustandsänderung Anfangs- und Endpunkt gemeinsam hat, Linie d dem wirklichen Verlauf des Totalzustandes und Linie e einer ideellen Totalzustandspolytrope, die mit der wirklichen Totalzustandslinie Anfangs- und Endpunkt gemeinsam hat. Der stufenartige Verlauf der Totalzustandslinie ist dadurch gegeben, dass die Totalenthalpie in den Leiträdern jeweils konstant bleibt. Im rechten Teil der Abbildung ist der Entspannungsprozess für die Einzelstufe dargestellt. Abbildung 5.41(b) zeigt den Verlauf einer realen, aus Stator und Rotor bestehenden Turbinenstufe und Abbildung 5.41(c) die Zustandsänderung in einer fiktiven, aus Rotor und Stator zusammengesetzten Turbinenstufe. Die letztere Zustandsänderung wird für die Wirkungsgradabschätzung am Clockingprüfstand verwendet, da Stator 2 ein Teil der zu berechnenden Turbinenstufe sein muss. Unter Annahme eines idealen Gases wurde in Abbil-

dung 5.41(b,c) auf der Ordinate die Totalenthalpie durch die Totaltemperatur ersetzt. Die gestrichelte Linie entspricht der ideellen Totalzustandspolytrope über die Einzelstufe und der durchgezogene Verlauf der realen Totalzustandslinie.

Der polytrope Totalwirkungsgrad einer mehrstufigen Turbine mit N Entspannungsabschnitten ist definiert durch TRAUEL [173]:

$$\eta_{t_{\text{Pol}}} = \frac{\sum_{i=1}^N \dot{m}_i \Delta h_{t_i}}{\sum_{i=1}^N \dot{m}_i' y_{p_{t_i}}}. \quad (5.17)$$

Dabei sind \dot{m}_i die Massenströme der einzelnen Entspannungsabschnitte und \dot{m}_i' die entsprechenden Massenströme, wenn keine innere Leckage an Dichtungen etc. auftritt. $y_{p_{t_i}}$ sind die Integrale der Entspannungsabschnitte definiert durch TRAUEL [173]

$$y_{p_{t_i}} = \int_{p_{t_i}}^{p_{t_{i+1}}} v_{t_{\text{pol}}} dp_t. \quad (5.18)$$

$v_{t_{\text{pol}}}$ ist das spezifische Volumen längs der ideellen Totalzustandspolytrope, die mit der wirklichen Totalzustandslinie Anfangs- und Endpunkt gemeinsam hat. Die zugehörigen polytropen Totalwirkungsgrade der Einzelstufen sind definiert als (TRAUEL [173])

$$\eta_{t_{\text{Pol}_i}} = \frac{\Delta h_{t_i}}{y_{p_{t_i}}}. \quad (5.19)$$

Vernachlässigt man Leckageverluste und wird kein Gas zwischen den einzelnen Stufen entnommen, so vereinfacht sich Gleichung (5.17) unter Berücksichtigung von Gleichung (5.19) zu

$$\eta_{t_{\text{Pol}}} = \frac{\sum_{i=1}^N \Delta h_{t_i}}{\sum_{i=1}^N \frac{\Delta h_{t_i}}{\eta_{t_{\text{Pol}_i}}}}. \quad (5.20)$$

Setzt man Gleichung (5.16) in Gleichung (5.20) ein, so ergibt sich

$$\eta_{t_{\text{Pol}}} = \frac{\sum_{i=1}^N \Delta h_{t_i}}{\sum_{i=1}^N \frac{n_i}{n_i - 1} \frac{\Delta h_{t_i}}{\frac{\kappa_i}{\kappa_i - 1}}}. \quad (5.21)$$

Für die Enthalpiedifferenz gilt:

$$\Delta h_{t_i} = h_{t_{i+1}} - h_{t_i} = \underbrace{\frac{\kappa_i}{\kappa_i - 1}}_{c_{p_i}} R (T_{t_{i+1}} - T_{t_i}). \quad (5.22)$$

Aus Gleichung (5.21) und Gleichung (5.22) folgt:

$$\eta_{t_{\text{Pol}}} = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{\kappa_i}{\kappa_i - 1} R (T_{t_{i+1}} - T_{t_i})}{\sum_{i=1}^N \frac{n_i}{n_i - 1} R (T_{t_{i+1}} - T_{t_i})}. \quad (5.23)$$

Ein Zusammenhang zwischen den polytropen Totalwirkungsgraden der einzelnen Stufen und dem Gesamtwirkungsgrad der Turbine ergibt sich aus Gleichung (5.23) und Gleichung (5.15):

$$\eta_{t_{\text{Pol}}} = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\frac{n_i}{n_i-1} (T_{t_{i+1}} - T_{t_i})}{\sum_{j=1}^N \frac{n_j}{n_j-1} (T_{t_{j+1}} - T_{t_j})} \eta_{t_{\text{Pol}_i}} \right). \quad (5.24)$$

Isentroper Turbinen-Totalwirkungsgrad

Der isentrope Totalwirkungsgrad einer Turbine ist definiert durch:

$$\eta_{t_{\text{Ts}}} = \frac{h_{t_A} - h_{t_E}}{h_{t_{As}} - h_{t_E}} = \frac{1 - \frac{T_{t_A}}{T_{t_E}}}{1 - \frac{T_{t_{As}}}{T_{t_E}}}. \quad (5.25)$$

Unter der Annahme einer Expansion auf den gleichen Druck wie beim realen Prozess ($p_{t_A} = p_{t_{As}}$) gilt für die isentrope Zustandsänderung:

$$\frac{T_{t_{As}}}{T_{t_E}} = \left(\frac{p_{t_A}}{p_{t_E}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}. \quad (5.26)$$

Für die polytrope Zustandsänderung sind Eintritts- und Austrittszustand identisch wie beim realen Prozess, so dass gilt:

$$\frac{T_{t_A}}{T_{t_E}} = \left(\frac{p_{t_A}}{p_{t_E}} \right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (5.27)$$

Setzt man die Gleichungen (5.26), (5.27) und (5.15) in Gleichung (5.25) ein, so erhält man einen Zusammenhang zwischen dem isentropen und dem polytropen Totalwirkungsgrad der Turbine:

$$\eta_{t_{\text{Ts}}} = \frac{1 - \left(\frac{p_{t_A}}{p_{t_E}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \eta_{t_{\text{Pol}}}}{1 - \left(\frac{p_{t_A}}{p_{t_E}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}. \quad (5.28)$$

Zustandsänderung in der Einzelstufe

Ziel der Abschätzung der Wirkungsgradvariation am Clockingprüfstand ist die Herleitung eines Zusammenhangs zwischen der Profilverluständerung von Stator 2 und der damit verbunden isentropen Totalwirkungsgradänderung der Einzelstufe. Da die zu Stator 2 gehörige Einzelstufe nicht vollständig ist - es handelt sich um eine 1.5-stufige Turbine und somit fehlt der Rotor der zweiten Stufe - wird als Einzelstufe die Kombination aus Rotor und Stator 2 definiert. Zur Wirkungsgradabschätzung wird im Folgenden somit als Einzelstufe immer diese Kombination aus Rotor und Stator 2 bezeichnet.

Für die aus Rotor und Stator bestehende Einzelstufe ist die Annahme einer polytropen Zustandsänderung über der gesamten Stufe nur näherungsweise erfüllt. Um der isenthalpen Zustandsänderung des Stators gerecht zu werden wird deshalb ein polytrop/isenthalper Totalwirkungsgrad definiert. Dabei ergibt sich in Gleichung (5.19) für den polytrop/isenthalpen Ersatzprozess eine veränderte Druckänderungsarbeit, während die Enthalpiedifferenz gemäß Gleichung (5.22) der des polytropen Ersatzprozesses entspricht. Für die auf Totalgrößen beruhende integrale Druckänderungsarbeit in Gleichung (5.18) ergibt sich für den isenthalpen und den polytropen Prozess jeweils ein eigener Anteil (vgl. Abbildung 5.41(c)):

$$y_{p_{t_i}} = \int_{p_{t_i}}^{p_{t_{in}}} v_{tp} dp_t + \int_{p_{t_{in}}}^{p_{t_{i+1}}} v_{t_{isenth}} dp_t. \quad (5.29)$$

Das zweite Integral kann unter Berücksichtigung der idealen Gasgleichung und unter der Annahme konstanter Totaltemperatur bestimmt werden. Für die Auswertung des ersten Integrals wird die polytrope Zustandsänderung herangezogen:

$$p_t v_{tp}^n = p_{t_{in}} v_{t_{pin}}^n. \quad (5.30)$$

Nach Integration von Gleichung (5.29) unter Berücksichtigung von Gleichung (5.30) ergibt sich nach einigen Umformungen:

$$y_{p_{t_i}} = \frac{n_{in}}{n_{in} - 1} R (T_{t_{i+1}} - T_{t_i}) + R T_{t_{i+1}} \ln \frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_{in}}}. \quad (5.31)$$

Der polytrope Totalwirkungsgrad der Einzelstufe weicht nur wenig von dem polytrop/isenthalpen Totalwirkungsgrad ab, so dass mit $\eta_{t_{pol_i}} \approx \eta_{t_{pol/isenth_i}}$ sowie den Gleichungen (5.19), (5.22) und (5.31) folgt:

$$\eta_{t_{pol/isenth_i}} = \frac{\frac{\kappa_i}{\kappa_i - 1} (T_{t_{i+1}} - T_{t_i})}{\frac{n_{in}}{n_{in} - 1} (T_{t_{i+1}} - T_{t_i}) + T_{t_{i+1}} \ln \frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_{in}}}}. \quad (5.32)$$

Profilverlust und Gegendruckverhältnis

Das Totaldruckverhältnis des Stators bestimmt sich aus Profilverlust und Gegendruckverhältnis:

$$\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_{in}}} = \frac{1 + \frac{p_{i+1}}{p_{t_{in}}} \zeta_i}{1 + \zeta_i}. \quad (5.33)$$

Dabei ist der Profilverlust definiert durch

$$\zeta_i = \frac{p_{t_{in}} - p_{t_{i+1}}}{p_{t_{i+1}} - p_{i+1}}. \quad (5.34)$$

Für die angegebenen Drücke werden dabei die über eine Teilung flächengemittelten Werte gemäß Gleichung (4.12) Werte herangezogen.

Stoffgrößen

In den obigen Gleichungen sind für die verwendeten Stoffgrößen geeignete Mittelwerte zu definieren. Für κ_i wird dazu der Mittelwert aus den vor und hinter der Einzelstufe vorliegenden Werten herangezogen:

$$\kappa_i = \frac{1}{2} [\kappa(T_{t_{i+1}}) + \kappa(T_{t_i})] . \quad (5.35)$$

Analog gilt für den Isentropenexponenten der Gesamtturbine:

$$\kappa = \frac{1}{2} [\kappa(T_{t_A}) + \kappa(T_{t_E})] . \quad (5.36)$$

Durch Logarithmieren und anschließendes Umformen des Ausdrucks $p_{t_i}^{1-n_i} T_{t_i}^{n_i} = p_{t_{i+1}}^{1-n_i} T_{t_{i+1}}^{n_i}$ ergibt sich der für die polytrope Zustandsänderung in der Einzelstufe repräsentative Polytropenexponent:

$$n_i = \frac{\ln \frac{p_{t_i}}{p_{t_{i+1}}}}{\ln \frac{p_{t_i}}{p_{t_{i+1}}} - \ln \frac{T_{t_i}}{T_{t_{i+1}}}} . \quad (5.37)$$

Dabei gilt für die Berechnungen am Clockingprüfstand $n = n_i$.

Analog ergibt sich für die Zustandsänderung im Rotor der Polytropenexponent n_{in} :

$$n_{in} = \frac{\ln \frac{p_{t_i}}{p_{t_{in}}}}{\ln \frac{p_{t_i}}{p_{t_{in}}} - \ln \frac{T_{t_i}}{T_{t_{i+1}}}} . \quad (5.38)$$

Die Berechnung der Stoffgrößen über Totaltemperatur und Totaldruck ist in allen Gleichungen, in denen der polytrope Wirkungsgrad auftritt, also in (5.12)-(5.16), (5.21)-(5.24) und (5.41), nicht ganz korrekt, da dort die statischen Größen verwendet werden müssen. Beim Clockingprüfstand sind jedoch aufgrund der geringen Machzahlen Totaltemperaturen und statische Temperaturen nur wenig voneinander verschieden, so dass der Fehler vernachlässigbar ist und auf eine unterschiedliche Bezeichnung verzichtet wurde. Wie sich in den folgenden Abschnitten zeigt, fallen aufgrund der einstufigen Betrachtung beim Clockingprüfstand alle Abhängigkeiten beim polytropen Wirkungsgrad heraus, so dass durch die Betrachtung der Totalgrößen kein Fehler bei der Bestimmung von κ und n auftritt.

Abhängigkeit der Wirkungsgradänderung vom Profilverlust

Aus den obigen Gleichungen lässt sich über die Kenntnis der Ein- und Austrittstotaltemperaturen sowie der Ein- und Austrittstotaldrücke eine Abschätzung der Totalwirkungsgradänderung

durchführen. Gesucht wird der Zusammenhang zwischen einer Profilverluständerung und der Änderung des isentropen Turbinen-Totalwirkungsgrades, also der Quotient $d\eta_{t_{Ts}}/d\zeta_i$. Es gilt:

$$\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i} = \frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\eta_{t_{Pol}}} \frac{d\eta_{t_{Pol}}}{d\eta_{t_{Pol_i}}} \frac{d\eta_{t_{Pol_i}}}{d\left(\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_{in}}}\right)} \frac{d\left(\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_{in}}}\right)}{d\zeta_i}. \quad (5.39)$$

Aus Gleichung (5.28) ergibt sich:

$$\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\eta_{t_{Pol}}} = - \frac{\frac{\kappa-1}{\kappa} \ln\left(\frac{p_{t_A}}{p_{t_E}}\right) \left(\frac{p_{t_A}}{p_{t_E}}\right)^{\frac{n-1}{n}}}{1 - \left(\frac{p_{t_A}}{p_{t_E}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}. \quad (5.40)$$

Analog erhält man aus Gleichung (5.24)

$$\frac{d\eta_{t_{Pol}}}{d\eta_{t_{Pol_i}}} = \frac{\frac{n_i}{n_i-1} (T_{t_{i+1}} - T_{t_i})}{\sum_{j=1}^N \frac{n_j}{n_j-1} (T_{t_{j+1}} - T_{t_j})}. \quad (5.41)$$

Durch Ableiten von Gleichung (5.32) erhält man:

$$\frac{d\eta_{t_{Pol/isenth_i}}}{d\left(\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_{in}}}\right)} = - \frac{\frac{\kappa_i}{\kappa_i-1} (T_{t_{i+1}} - T_{t_i})}{\left[\frac{n_{in}}{n_{in}-1} (T_{t_{i+1}} - T_{t_i}) + T_{t_{i+1}} \ln\left(\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_{in}}}\right) \right]^2} \frac{T_{t_{i+1}}}{\left(\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_{in}}}\right)}. \quad (5.42)$$

Gleichung (5.33) liefert:

$$\frac{d\left(\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_{in}}}\right)}{d\zeta_i} = - \frac{1 - \frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_{in}}}}{(1 + \zeta_i)^2}. \quad (5.43)$$

5.5.3 Anwendung auf den Clockingprüfstand

Einfluss einer Profilverluständerung auf den isentropen Totalwirkungsgrad

Am 1.5-stufigen Clockingprüfstand ist die Wirkungsgradänderung der aus Rotor und Stator 2 bestehenden Einzelstufe in Abhängigkeit der Profilverluständerung von Stator 2 zu bestimmen. Ein- und Austritt der Einzelstufe entsprechen dabei Ein- und Austritt der Turbine, also $i \equiv E$ und $i + 1 \equiv A$. Dadurch vereinfacht sich Gleichung (5.41) zu:

$$\frac{d\eta_{t_{Pol}}}{d\eta_{t_{Pol_i}}} = 1. \quad (5.44)$$

Durch Einsetzen der in Tabelle B.1 angegebenen Messgrößen ergeben sich mit Gleichungen (5.36), (5.37), (5.38) die Stoffgrößen in Tabelle 5.5. Das angegebene κ_i kann im Rahmen der

Messgenauigkeit der Temperaturmessung als konstant angenommen werden. Beim Polytropenexponenten führen jedoch Fehler bei der Messung der Totaltemperatur von 0.1 K und beim Totaldruck von ca. 120 Pa bereits zu einem relativen Fehler von 1 %. Somit sind die in Tabelle 5.5 angegebenen Werte von n und n_{in} nicht mit der dort angegebenen Genauigkeit bestimmbar. Die Zahlenwerte dienen lediglich der Nachvollziehbarkeit der Rechnung. Diese Unsicherheit beim Polytropenexponenten wirkt sich auf die Bestimmung der Wirkungsgradänderung nur indirekt über die gemessenen Drücke und Temperaturen aus, wie im Anschluss anhand einer Fehlerrechnung gezeigt wird.

Tab. 5.5: Berechnete Stoffgrößen

$\kappa_i = \kappa$	$n_i = n$	n_{in}
1.3928	1.3387	1.3559

Setzt man die Messwerte in die Gleichungen (5.40), (5.44), (5.42), (5.43) und (5.39) ein, so ergeben sich die in Tabelle 5.6 angegebenen Wirkungsgradabhängigkeiten.

Tab. 5.6: Abhängigkeiten der Wirkungsgrade

$\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\eta_{t_{Pol}}}$	$\frac{d\eta_{t_{Pol}}}{d\eta_{t_{Pol_i}}}$	$\frac{d\eta_{t_{Pol/isenth_i}}}{d\left(\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_{in}}}\right)}$	$\frac{d\left(\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_{in}}}\right)}{d\zeta_i}$	$\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}$
0.9954	1.0	21.9528	-0.0539	-1.1772

Eine Verringerung des Profilverlustes um einen Prozentpunkt führt also zu einer Erhöhung des isentropen Turbinen-Totalwirkungsgrades von ca. 1.18 % – Punkten. Für den Nennbetriebspunkt der Versuchsanlage liefert die Messung eine Profilverluständerung von 0.00421, also 0.421 % – Punkten. Somit ergeben sich in Abhängigkeit der Clockingposition aufgrund der Profilverluständerung Änderungen im isentropen Totalwirkungsgrad der Stufe von 0.0050 also 0.50 % – Punkten. Diese Größenordnung liegt im Bereich der im Rahmen der Vorauslegung bei MTU Aero Engines berechneten Werte.

Die bei der Herleitung getroffenen Annahmen sind auf ihre Gültigkeit zu überprüfen. In Gleichung (5.14) zeigt sich nach Einsetzen der gemessenen Größen, dass die rechte Seite um ca. den Faktor 15 größer ist als die linke Seite und die getroffene Vereinfachung somit gültig ist. Die Wirkungsgrade $\eta_{t_{Pol_i}}$ und $\eta_{t_{Pol/isenth_i}}$ haben eine relative Abweichung von lediglich 0.02 %, so dass auch die zweite Annahme, $\eta_{t_{Pol_i}} \approx \eta_{t_{Pol/isenth_i}}$, in guter Näherung erfüllt ist.

Um die Qualität der Abschätzung der Wirkungsgradänderung zu überprüfen wurde eine detaillierte Fehlerrechnung durchgeführt. Die Beziehung $\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}$ ist eine Funktion der unabhängigen Variablen p_{t_E} , $p_{t_{in}}$, p_A , p_{t_A} , T_{t_E} , T_{t_A} und ζ_i . Somit gilt:

$$\begin{aligned} \frac{d\left(\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}\right)}{\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}} = & \underbrace{\frac{1}{\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}} \frac{\partial\left(\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}\right)}{\partial p_{t_E}} p_{t_E}}_{EF_{p_{t_E}}} \frac{dp_{t_E}}{p_{t_E}} + \underbrace{\frac{1}{\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}} \frac{\partial\left(\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}\right)}{\partial p_{t_{in}}} p_{t_{in}}}_{EF_{p_{t_{in}}}} \frac{dp_{t_{in}}}{p_{t_{in}}} \\ & + \underbrace{\frac{1}{\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}} \frac{\partial\left(\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}\right)}{\partial p_A} p_A}_{EF_{p_A}} \frac{dp_A}{p_A} + \underbrace{\frac{1}{\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}} \frac{\partial\left(\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}\right)}{\partial p_{t_A}} p_{t_A}}_{EF_{p_{t_A}}} \frac{dp_{t_A}}{p_{t_A}} + \underbrace{\frac{1}{\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}} \frac{\partial\left(\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}\right)}{\partial T_{t_E}} T_{t_E}}_{EF_{T_{t_E}}} \frac{dT_{t_E}}{T_{t_E}} \\ & + \underbrace{\frac{1}{\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}} \frac{\partial\left(\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}\right)}{\partial T_{t_A}} T_{t_A}}_{EF_{T_{t_A}}} \frac{dT_{t_A}}{T_{t_A}} + \underbrace{\frac{1}{\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}} \frac{\partial\left(\frac{d\eta_{t_{Ts}}}{d\zeta_i}\right)}{\partial \zeta_i} \zeta_i}_{EF_{\zeta_i}} \frac{d\zeta_i}{\zeta_i}. \quad (5.45) \end{aligned}$$

Bei den partiellen Ableitungen ist dabei die Abhängigkeit des Polytropenexponenten von Ein- und Austrittstotaldruck sowie Ein- und Austrittstotaltemperatur des Vergleichsprozesses zu berücksichtigen. Somit werden Ungenauigkeiten bei der Bestimmung von n und n_{in} über die Totaltemperaturen und Totaldrücke berücksichtigt. Für die Einflussfaktoren $EF_{p_{t_E}}, \dots, EF_{\zeta_i}$ sind die zugehörigen analytischen Ausdrücke im Anhang angegeben (Gleichungen (E.1)-(E.6)). Die numerischen Werte können mit den in Tabelle B.1 angegebenen Messwerten bestimmt werden und sind in Tabelle 5.7 aufgelistet.

Tab. 5.7: Einflussfaktoren zur Fehlerabschätzung

$EF_{p_{t_E}}$	$EF_{p_{t_{in}}}$	EF_{p_A}	$EF_{p_{t_A}}$	$EF_{T_{t_E}} = -EF_{T_{t_A}}$	EF_{ζ_i}
-49.0	17.7	-16.5	47.7	95.5	-0.06

Man erkennt, dass die Einflussfaktoren von T_{t_E} und T_{t_A} betragsmäßig gleich groß sind und entgegen gesetztes Vorzeichen besitzen. Bei der Temperaturmessung auftretende systematische Messfehler heben sich also aufgrund des bei allen Messungen identischen Temperatursensors bis auf das geringfügig unterschiedliche Temperaturniveau gerade auf. Somit führen lediglich die Temperaturschwankungen während der Messung, die im Bereich von ± 0.3 K liegen, zu einer Verfälschung der berechneten Wirkungsgradänderung.

Ähnlich verhält es sich bei den Druckmessungen. In den vier Einflussfaktoren der Druckterme treten jeweils die gleichen Anteile auf, so dass sich auch hier, bis auf das unterschiedliche

Druckniveau, systematische Fehler aufheben. Die bei allen durchgeführten Druckmessungen maximal aufgetretenen Druckschwankungen von ± 50 Pa wurden zur Fehlerabschätzung herangezogen.

Der Einflussfaktor EF_{ζ_i} zeigt, dass Ungenauigkeiten in der Bestimmung des absoluten Wertes des Profilverlustes nur einen geringen Einfluss auf die zu berechnende Wirkungsgradänderung haben. Auch bei einer relativen Unsicherheit des absoluten Wertes des Profilverlustes von 14 % ist deren Einfluss vernachlässigbar.

Setzt man in Gleichung (5.45) die genannten Schwankungen vorzeichenrichtig so ein, dass der maximale Fehler auftritt, so ergibt sich für $\frac{d\eta_{tTs}}{d\zeta_i}$ eine Unsicherheit von ± 0.24 . Bei einer Profilverluständerung von 0.421 % – Punkten erhält man:

$$\Delta\eta_{tTs} = (0.50 \pm 0.10)\% \text{ – Punkte.} \quad (5.46)$$

Im Nennbetriebspunkt der Anlage liegt die durch Clocking erzielbare Wirkungsgradverbesserung aufgrund einer Reduzierung des Profilverlustes für die aus Rotor und Stator 2 bestehende Einzelstufe somit im Bereich zwischen 0.40 und 0.60 % – Punkten. Da dieses Intervall die maximalen vorzeichenbehafteten Messfehler aller gemessenen Größen berücksichtigt, lässt sich die erzielbare Wirkungsgradverbesserung durch eine Verringerung des Profilverlustes für die Einzelstufe mit einer hohen Genauigkeit zu ca. 0.5 % – Punkten angeben.

Einfluss einer Strömungswinkeländerung auf den isentropen Totalwirkungsgrad

Wie in den Kapiteln 5.3.3 und 5.3.4 gezeigt wurde, werden durch Clocking nicht nur der Profilverlust von Stator 2 sondern auch die Zu- und Abströmwinkel an Stator 2 beeinflusst. Betrachtet man die Definition des isentropen Totalwirkungsgrades über die Umfangsarbeit nach Gleichung (5.9), so erkennt man, dass eine Änderung des Zuströmwinkels α_{in} zum Rotor über $c_{u_{in}} = c_{in} \sin \alpha_{in}$ den Wirkungsgrad der Stufe beeinflusst:

$$\frac{\partial\eta_{tTs}}{\partial\alpha_{in}} = \frac{\omega r_{in} c_{in}}{\frac{\kappa_i R}{\kappa_i - 1} T_{t_i} \left[\left(\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_i}} \right)^{\frac{\kappa_i - 1}{\kappa_i}} - 1 \right]} \cos \alpha_{in}. \quad (5.47)$$

Bei der Ableitung wurde angenommen, dass der Abströmwinkel des Rotors unabhängig von kleinen Zuströmwinkeländerungen ist.

Analog erhält man für den Zusammenhang zwischen einer Änderung des isentropen Totalwirkungsgrades und einer Abströmwinkeländerung des Rotors:

$$\frac{\partial\eta_{tTs}}{\partial\alpha_{i+1}} = - \frac{\omega r_{i+1} c_{i+1}}{\frac{\kappa_i R}{\kappa_i - 1} T_{t_i} \left[\left(\frac{p_{t_{i+1}}}{p_{t_i}} \right)^{\frac{\kappa_i - 1}{\kappa_i}} - 1 \right]} \cos \alpha_{i+1}. \quad (5.48)$$

In beiden Gleichungen bezeichnen i die Ebene vor dem Stator, in die Ebene vor dem Rotor und $i + 1$ die Ebene hinter dem Rotor.

Bei einer mehrstufigen Turbomaschine ist eine Wirkungsgradänderung der ersten Stufe durch Clocking nicht durch eine Änderung des Profilverlustes an Stator 1, sondern nur durch eine veränderte Abströmung des Rotors möglich. In der ersten Stufe ist der Zuströmwinkel zum Rotor unabhängig von der Clocking-Position. Beim Rotorabströmwinkel zeigt sich im Nennbetriebspunkt der vorliegenden Anlage eine maximale Abhängigkeit von 0.23° , wobei der Winkelunterschied zwischen der Position minimalen Profilverlustes ($clp = 0.063$) und maximalen Profilverlustes ($clp = -0.375$) 0.19° beträgt. Dabei erfährt die Strömung im Rotor für $clp = 0.063$ eine stärkere Umlenkung. Setzt man die gemessenen Werte in Gleichung (5.48) ein, so erhält man $\frac{\partial \eta_{TS}}{\partial \alpha_{i+1}} = -0.63$. Somit ergibt sich alleine durch diese Winkeländerung für die Position minimalen Profilverlustes an Stator 2 eine zusätzliche Wirkungsgradverbesserung von 0.12% – Punkten.

Um die Wirkungsgradänderung einer aus Stator 2 und Rotor 2 bestehenden Stufe durch eine Änderung des Rotor-Zuströmwinkels abzuschätzen wird ein fiktiver Rotor 2 definiert, der den gleichen Totaldruck- und Totaltemperaturabbau hervorruft wie der am Clockingprüfstand verwendete Rotor. Setzt man die gemessenen Werte stromauf und stromab von Stator 2 sowie die berechneten Werte für Totaldruck und Totaltemperatur stromab des fiktiven Rotors 2 in Gleichung (5.47) ein, so ergibt sich $\frac{\partial \eta_{TS}}{\partial \alpha_{in}} = 0.66$. In Kapitel 5.3.4 wurde gezeigt, dass sich der Abströmwinkel von Stator 2 in Abhängigkeit der Clockingposition um 0.44° ändert. Dabei beträgt der Winkelunterschied zwischen $clp = 0.063$ und $clp = -0.375$ ca. 0.3° . Somit verschlechtert sich der Stufenwirkungsgrad der fiktiven zweiten Stufe alleine aufgrund der veränderten Zuströmung zu Rotor 2 um ca. 0.20% – Punkte. Die Wirkungsgradänderung dieser Stufe setzt sich also aus einer Änderung des Profilverlustes von Stator 2 und einer Änderung des Zuströmwinkels zu Rotor 2 zusammen.

Zusammenfassung

Die obigen Überlegungen zeigen, dass in einer mehrstufigen Maschine mit Stator-Clocking nicht nur die Profilverluste der Statoren, sondern auch veränderte Zu- und Abströmwinkel der Rotoren den Total-Stufenwirkungsgrad beeinflussen. In der ersten Stufe tritt dabei keine Änderung des Profilverlustes des Stators auf. Werden alle Stufen auf die bezüglich des Profilverlustes optimale Clockingposition ($clp = 0.063$) eingestellt, so ergibt sich für die erste Stufe aufgrund einer größeren Rotorumlenkung eine Verbesserung des Stufenwirkungsgrades von 0.12% – Punkten gegenüber der Position mit maximalem Profilverlust. Für alle folgenden Stufen überlagern sich drei Effekte: Zum einen führt die Profilverluständerung der Statoren zu einem Clockingpotenzial von 0.5% – Punkten. Des weiteren verbessert sich bei der Clocking-

Position minimalen Profilverlustes der Wirkungsgrad aufgrund der größeren Rotorumlenkung um zusätzliche 0.12 % – Punkte. Dem gegenüber verschlechtert die geringere Statorumlenkung den Wirkungsgrad um 0.20 % – Punkte, so dass sich für alle Stufen ab der zweiten Stufe eine mögliche Wirkungsgradverbesserung von 0.42 % – Punkten ergibt. Die Kenntnis der veränderten Statorumlenkung ermöglicht darüber hinaus eine bezüglich des veränderten Zuströmwinkels optimierte Rotorbeschaufelung und somit ein Potenzial zur Verringerung der Stoßverluste gegenüber der ursprünglichen Auslegung.